

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

Escuela Politécnica Superior

Departamento de Electrónica

Máster Universitario en Sistemas Electrónicos Avanzados.

Sistemas Inteligentes



Trabajo Fin de Máster

“Sensores Brillouin de alcance extendido”

Alexia Inés López Gil

2014

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

Escuela Politécnica Superior

Departamento de Electrónica

Máster Universitario en Sistemas Electrónicos Avanzados.
Sistemas Inteligentes

Trabajo Fin de Máster

“Sensores Brillouin de alcance extendido”

Autor: Alexia Inés López Gil

Directores: Miguel González y Sonia Martín

Tribunal:

Presidente: D. Francisco Javier Rodríguez Sánchez.

Secretario: D. Miguel Ángel García Garrido.

Vocal 1º: D. Oscar Esteban Martínez.

Vocal 2º: D^a M^a Carmen Rubio.

Calificación:.....

Fecha:.....

A mi familia

Agradecimientos

Quiero agradecer a todos los organismos que han financiado este trabajo: al European Research Council a través del proyecto Starting Grant U-FINE (Grant no. 307441), al Plan Nacional de I+D+I a través del proyecto TEC2012-37958-C02-01 y al programa INTERREG SUDOE ECOAL-MGT.

También quiero agradecer a Miguel González Herráez y Sonia Martín López, mis directores de Fin de Máster, por la colaboración, consejo y tiempo a la hora de realizar este trabajo.

Por último, también quiero agradecer su ayuda a mis compañeros de laboratorio.

Resumen

Los sensores de fibra óptica han sido objeto de investigación en los últimos años y se han desarrollado un gran número de esquemas de sensores para medir remotamente cualquier parámetro físico y químico. Algunas de sus propiedades, tales como su pequeño tamaño, su bajo coste y la ausencia de interferencia electromagnética hacen de los sensores de fibra competitivos con respecto a otras tecnologías. Además, la tecnología de fibra óptica ofrece la oportunidad de medir los parámetros de interés de forma remota (una única fibra óptica puede remplazar a un gran número de sensores discretos). Esta característica puede permitir reducir el coste y la complejidad de un sistema sensor, cuando se necesitan un gran número de puntos de medida. Cuando se tienen que monitorizar grandes estructuras, como puentes, túneles, presas... son interesantes los sensores distribuidos.

Este trabajo se centra en los sensores distribuidos de fibra basados en el fenómeno de Scattering Brillouin Estimulado (SBS-Stimulated Brillouin Scattering). Entre las diferentes tecnologías, los basados en SBS han atraído el interés de investigaciones debido a su capacidad para medir temperatura y tensión sobre largas distancias y con alta precisión y resolución espacial. El efecto SBS se manifiesta como una transferencia de potencia entre dos ondas de luz separadas en frecuencia y que viajan por la fibra óptica de manera contra-propagante. Siempre que la diferencia en frecuencia entre las dos bandas coincida con una frecuencia de resonancia característica de la fibra (llamado desplazamiento en frecuencia Brillouin), se produce una amplificación de la onda con la frecuencia más baja mientras se propaga. Como el desplazamiento de frecuencia Brillouin depende de algunos parámetros medioambientales, tales como la temperatura y la tensión, estos parámetros pueden ser monitorizados midiendo el SBS. El SBS presenta en realidad dos bandas espectrales: la Stokes (ganancia), con una frecuencia menor que la onda incidente, y la anti-Stokes (perdidas), con frecuencia mayor.

Dentro de los sensores distribuidos que emplean este tipo de Scattering Brillouin existen dos técnicas diferentes, una trabaja en el dominio del tiempo y otra en el de la frecuencia. Este trabajo se enfoca a los del dominio del tiempo,

que son conocidos como Análisis Óptico en el Dominio del Tiempo basado en Brillouin (BOTDA-Brillouin Optical Time Domain Analysis).

Debido a la fuerte dependencia del SBS con la polarización, en los sensores BOTDA es indispensable realizar algún tipo de aleatorización de polarización en alguna de estas dos ondas necesarias para que se produzca el fenómeno de Scattering, o bien en el pulso de bombeo (la de menor frecuencia) o en la señal de sonda (o en ambos). Normalmente se realiza usando sistemas de aleatorización/conmutación de polarización. Éstos, al ser mecánicos, suelen no ser suficientemente robustos. En este trabajo se propone un sistema completamente pasivo, sin partes móviles, que realiza la aleatorización de polarización en un BOTDA. Éste se basa en el uso de la detección balanceada entre las bandas ortogonalmente polarizadas Stokes y anti-Stokes de la señal de sonda. El montaje no requiere ser alineado y presenta un funcionamiento similar a un sensor BOTDA convencional.

Índice General

Capítulo 1: Introducción	1
1.1 Sensores de Fibra óptica.....	3
1.2 Sensores distribuidos de Fibra óptica.....	3
1.3 Sensores distribuidos de Fibra óptica basados en Scattering Brillouin Estimulado (SBS)	5
1.4 Posicionamiento del trabajo	6
Capítulo 2: Propagación de la luz en fibras ópticas monomodo.....	7
2.1 Introducción	9
2.2 Respuesta de la fibra a un campo electromagnético	9
2.3 Efectos lineales en fibras ópticas	12
2.3.1 Pérdidas ópticas: absorción y Scattering	12
2.3.2 Velocidad de fase, de grupo y dispersión cromática	15
2.3.3 Birrefringencia	16
2.4 Efectos no lineales en fibras ópticas	17
2.4.1 Procesos Paramétricos	21
2.4.2 Procesos no paramétricos: Scattering no lineal	23
Capítulo 3: BOTDA: Fundamentos y estado del arte	39
3.1 Introducción	41
3.2 Fundamentos	41
3.3 Parámetros de los sistemas BOTDA	52
3.3.1 Resolución espacial.....	52
3.3.2 Exactitud en la medida de tensión y de temperatura	54
3.3.3 Rango dinámico	55
3.3.4 Frecuencia máxima de la señal pulsada	55
3.4 Estado del arte y limitaciones	56

Capítulo 4: Desarrollo experimental de un sensor distribuido BOTDA.....	59
4.1 Introducción	61
4.2 Elementos empleados en un BOTDA	61
4.2.1 Fuente Óptica.....	61
4.2.2 Aislador.....	62
4.2.3 Acoplador óptico.....	63
4.2.4 Controlador de polarización.....	64
4.2.5 Amplificador Óptico de Semiconductor (SOA-Semiconductor Optical Amplifier).....	64
4.2.6 Amplificador de Fibra Dopada con Erbio (EDFA-Erbium Doped Fiber Amplifier).....	65
4.2.7 Atenuador Óptico Variable (VOA-Variable Optical Attenuator)....	66
4.2.8 Multiplexador por División en Longitud de Onda (WDM-Wavelength-Division Multiplexing).....	67
4.2.9 Circulador Óptico	67
4.2.10 Modulador Mach-Zehnder.....	68
4.2.11 Generador de frecuencias.....	70
4.2.12 Detector balanceado.....	70
4.2.13 Aleatorizador de polarizador (Scrambler)	71
4.2.14 Espejo Óptico y de Faraday	72
4.3 Método para la eliminación del ruido de polarización en un BOTDA ...	73
4.3.1 Principio.....	74
4.3.2 Montaje experimental	76
4.3.3 Eliminación del ruido de polarización	78
4.3.4 Rendimiento en términos de determinación del BFS	80
4.3.5 Mejora usando despolarización del bombeo.....	83
4.4 Aplicación práctica del método de eliminación del ruido de polarización	

4.4.1	Objetivo del Proyecto ECOAL-MGT	85
4.4.2	Pilas de desechos de carbón	85
4.4.3	Sistema de sensado de fibra óptica	88
Capítulo 5: Conclusiones y trabajo futuro		93
5.1	Conclusiones finales	95
5.2	Trabajo futuro	96
Capítulo 6: Bibliografía		¡Error! Marcador no definido.
Bibliografía		101

Índice de figuras

2.1 Constante de atenuación en una fibra de sílice para diferentes longitudes de onda	15
2.2 Diferentes representaciones del efecto de dispersión cromática [14]	16
2.3 Diferentes tipos de PMF: a) Panda, b) Bow-tie, c) Elliptical-clad. Adaptado de [13].....	17
2.4 Potencias de las señales transmitida y reflejada en una fibra estándar de telecomunicaciones de 11.8 km en la que se ha inducido Brillouin.....	25
2.5 Típicos componentes espectrales resultantes de luz difundida en un medio inhomogeneo.....	26
2.6 Representación esquematizada del proceso SRS en cuanto a niveles electrónicos.....	27
2.7 Descripción esquemática de la transferencia de potencia óptica por SRS entre dos señales que se propagan por la misma fibra.....	28
2.8 Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF de 11,6 Km de longitud y cuyo coeficiente de atenuación es 0,25 dB/Km, entre 1250 y 1650 nm en intervalos de 5 nm con un bombeo de 0,95 W a 1455 nm.	29
2.9 Representación esquematizada del proceso SBS en la fibra óptica	30
2.10 Representación esquematizada del proceso SBS.....	30
2.11 Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS....	31
2.12 Representación esquemática del proceso de electrostricción en fibras ópticas.	32
3.1 Esquema básico de un sistema BOTDA.....	42
3.2 Espectro de las señales involucradas en el fenómeno del Scattering Brillouin.....	43

3.3 Onda de bombeo y curva de ganancia Brillouin desplazada una frecuencia v_B	45
3.4 Esquema de funcionamiento de un sistema BOTDA en el que están presentes las dos señales, contra-propagantes entre ellas.....	46
3.5 Dependencia del DSF con la tensión y la temperatura.....	47
3.5 Señales involucradas en el sistema BOTDA.....	50
3.6 Representación de una traza teórica de BOTDA sobre la que se han simulado dos cambios: uno de tensión y otro de temperatura.....	50
3.7 Generación de las curvas de Ganancia y Atenuación Brillouin.....	51
3.8 Espectro de frecuencia simulado de los pulsos ópticos utilizados en el desarrollo del sensor.....	53
3.9 Montaje esquemático de la técnica de doble banda lateral de un BOTDA.....	56
3.10 Representación experimental del espectro de sonda con doble banda lateral con la señal de portadora suprimida.....	57
4.1 Láser de diodo QPhotonics QDFBLD-1550-50, con zócalo de alimentación y disipación de calor.....	61
4.2 Frontal de la fuente de alimentación para diodos láser ILX Lightwave LDC-3724B	62
4.3 Símbolo del aislador óptico.....	62
4.4 Modo de funcionamiento de un aislador óptico.....	63
4.5 Acoplador óptico de dos salidas.....	64
4.6 Controlador de polarización manual.....	64
4.7 Amplificador óptico de semiconductor Covega.....	65
4.8 Espectro de amplificación típico de un EDFA.....	66

4.9 Atenuadores ópticos variables de tornillo.....	67
4.10 Multiplexador por división de longitud de onda (WDM)	67
4.11 Símbolo de un circulador óptico.....	67
4.12 Funcionamiento de un circulador óptico.....	68
4.13 Modulador Mach-Zehnder externo PHOTLINE MX LN-10GHz	69
4.14 Esquema de funcionamiento de un modulador Mach-Zehnder.....	69
4.15 Transmitancia óptica vs tensión aplicada al interferómetro.....	70
4.16 Detector balanceado Thorlabs PDB410A.....	71
4.17 Diagrama de bloques del detector balanceado Thorlabs PDB410A.....	71
4.18 Aleatorización de polarización de Agiltron.....	72
4.19 Espejo de fibra óptica.....	72
4.20 Esquema interno de un espejo de Faraday.....	72
4.21 Representación efecto Faraday.....	73
4.22 Montaje experimental del BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización.....	76
4.23 Traza obtenida usando un detector simple (las dos de arriba) y la detección balanceada (la de abajo) para un desplazamiento en frecuencia entre la sonda y el bombeo de 10,883 GHz (b) Un detalle de 64 m de las tres trazas de la Figura (a) alrededor del km 25.	79
4.24 Perfil de ganancia a 48.5 Km para un barrido de frecuencia entre 10.78 GHz y 10.98 GHz usando detección balanceada y polarizaciones ortogonales en las bandas Stokes y anti-Stokes.....	80
4.25 Estados de Polarización mostrados en la esfera de Poincarè de la banda Brillouin Stoke (a) y la banda Brillouin Anti-Stokes (b), y mostrados en la elipse de polarización de la banda Brillouin Stokes(c) y la banda Brillouin Anti-Stokes (d).....	80

4.26 Desplazamiento de la frecuencia Brillouin de la detección balanceada para el caso con espejos en la rama de sonda (a) y el caso del scrambler (b).....	81
4.27 Esquemático de la rama de bombeo del BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización.....	83
4.28 Desplazamiento de la frecuencia Brillouin de la detección balanceada para el caso con espejos en las ramas de sonda y bombeo.....	84
4.29 Vista general del área en combustión e imágenes termográficas usadas para una caracterización preliminar de la temperatura de la región.....	87
4.30 Vista aérea de la pila de residuos de carbón de S. Pedro da Cova (contorno rojo), mostrando también la región de medidas distribuidas de temperatura (línea amarilla).....	88
4.31 Montaje experimental del Prototipo de campo BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización para el proyecto ECOAL-MGT.....	89
4.32 Fotografía del equipo de sensado de temperatura BOTDA diseñado para monitorizar la pila de carbón en S. Pedro da Cova.....	90
4.33 Primera pestaña de la interfaz de usuario del software desarrollado para controlar el equipo de sensado de temperatura BOTDA diseñado para monitorizar la pila de carbón en S. Pedro da Cova.....	90
4.34 Segunda pestaña de la interfaz de usuario del software desarrollado para controlar el equipo de sensado de temperatura BOTDA diseñado para monitorizar la pila de carbón en S. Pedro da Cova.....	91

Índice de tablas

2.1 No linealidades paramétricas de tercer orden	22
4.1 Tabla comparativa que muestra las desviaciones estándar del BFS	84

Capítulo 1:

Introducción

1.1 Sensores de Fibra óptica

La fibra óptica es uno de los mayores avances tecnológicos del siglo XX. Desarrollada en los años 70 en Corning Glass Laboratories, la fibra óptica es capaz de conducir la luz entre localizaciones separadas cientos o incluso miles de kilómetros, como fue previsto por Charles Kao en 1966. La fibra óptica fue uno de los elementos clave de la revolución de las comunicaciones ópticas, haciendo posible las comunicaciones sobre muy largas distancias y a velocidades no posibles anteriormente. Este gran potencial inspiró 20 años después el uso de las fibras ópticas como sensores de temperatura y también de tensión sobre muchos kilómetros. Desde entonces se han desarrollado varias aplicaciones, tales como detección de fugas de petróleo, monitorización de estructuras...

Un sensor de fibra óptica se puede definir como un sistema a través del cual una magnitud física, química, biológica o de otro tipo interactúa con la luz guiada en una fibra óptica produciendo una señal óptica relacionada con el parámetro de interés. Pueden ser configurados de diferentes formas para sensar distintas interferencias físicas, temperatura, tensión, presión, campo acústico, campo eléctrico, campo magnético, corriente, voltaje... Algunas de estas magnitudes se pueden medir con sensores tradicionales que existen en el mercado desde hace años. La ventaja de los sensores de fibra es su pequeño tamaño, peso ligero, inmunidad a interferencias electromagnéticas, capacidad de realizar medidas de forma remota... Es muy interesante el uso de este tipo de sensores para la monitorización de infraestructuras civiles, especialmente cuando estas están localizadas en ambientes con ruido electromagnético o cuando es grande la distancia que tiene que ser monitorizada.

Se pueden clasificar en sensores puntuales o distribuidos.

1.2 Sensores distribuidos de Fibra óptica

Los sensores distribuidos son un tipo de sensores en los que distintos parámetros físicos pueden ser monitorizados simultáneamente en diferentes puntos a lo largo de la fibra, es decir, es un sistema en el cual la fibra óptica se comporta toda ella como un sensor. Estas medidas permiten extraer las medidas de interés, como una función de la posición, a lo largo de la longitud de la fibra sensante. Los sensores distribuidos son

particularmente atractivos en aplicaciones donde es necesario monitorizar la medida en un gran número de puntos o de forma continua sobre el camino de la fibra.

Las técnicas de sensado distribuido se basan en algún tipo de mecanismo de Scattering de la luz en el interior de la fibra óptica: Scattering Rayleigh, Raman o Brillouin.

El sensado de temperatura fue demostrado por primera vez por Hartog y Payne [1], quienes median las variaciones del coeficiente de Scattering Rayleigh producidas por variaciones de temperatura a lo largo de la longitud de fibras de núcleo líquido y de sílice. El sistema denominado Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo (OTDR-Optical Time Domain Reflectometry) [2] que se basa en Scattering Rayleigh ha dado lugar al conocido método para la caracterización y monitorización de enlaces de fibra óptica en la industria de las telecomunicaciones. La tecnología OTDR (Barnosky 1976) ha sido desarrollada para medir la característica de atenuación de fibras ópticas y su longitud total. Permite la localización de pérdidas introducidas por un conector, un empalme o por cualquier defecto presente en un enlace de fibra.

Dakin et al. [3] (1985) realizó medidas de perfiles de temperatura a partir de variaciones en los coeficientes Stokes y anti-Stokes del Scattering Raman. Este método es muy práctico ya que las fibras ópticas convencionales basadas en sílice pueden ser usadas como sensores. La luz anti-Stokes Raman dispersada es aproximadamente 30 dB más débil que la luz Rayleigh dispersada. Sin embargo, su sensibilidad a la temperatura es mayor. Por ello, los sistemas basados en el Scattering Raman han sido comercializados por varios fabricantes y son los sensores distribuidos predominantes.

En 1989, Horiguchi y Tateda [4], [5] propusieron y demostraron una técnica de sensado distribuido basado en el Scattering Brillouin en fibras ópticas, el cual se basa en la dependencia lineal de la temperatura y la tensión con la variación de frecuencia del Desplazamiento de Frecuencia Brillouin (BFS-Brillouin Frequency Shift). Desde entonces, se ha puesto atención en explorar el sensado distribuido basado en el Scattering Brillouin. En primer lugar porque las medidas distribuidas de tensión son interesantes para garantizar la integridad de las fibras ópticas y también para monitorizar infraestructuras civiles como puentes, túneles, edificios, tuberías... En segundo lugar, porque a diferencia de la técnica basada en Raman, la medida del desplazamiento Brillouin no necesita calibración de las pérdidas de la fibra óptica.

Además, la técnica Brillouin ofrece potencia para medidas de larga distancia. Esto es porque el desplazamiento de frecuencia Brillouin es pequeño (aproximadamente 10 GHz) y así se puede usar la banda de 1550 nm que es la que tiene menos pérdidas. Con la técnica basada en Raman las longitudes de onda de las componentes Stokes y anti-Stokes no pueden caer simultáneamente en esta banda.

1.3 Sensores distribuidos de Fibra óptica basados en Scattering Brillouin Estimulado (SBS)

El SBS es un proceso no lineal que puede ocurrir en fibras ópticas con niveles de potencia relativamente bajos. Se manifiesta a través de la conversión de una pequeña fracción de la luz incidente a luz dispersada con un desplazamiento de frecuencia. Se ha aprovechado el efecto Brillouin para fabricar láseres [6] y amplificadores [7], y también sensores distribuidos de fibra capaces de sensor cambios de temperatura y tensión sobre relativamente largas distancias [8], [9]. La operación de este último se basa en la dependencia del desplazamiento de la frecuencia Brillouin con la velocidad acústica de las ondas en la fibra, que es:

$$\nu_B = 2\eta V_A / \lambda \quad (1.1)$$

Como la velocidad acústica depende de la temperatura y la tensión, es posible conocer la distribución de temperatura o tensión midiendo los cambios en el desplazamiento de la frecuencia Brillouin a lo largo de la longitud de la fibra.

Dentro de los sensores distribuidos que emplean el SBS se usan dos técnicas diferentes, una trabaja en el dominio del tiempo y la otra en el de la frecuencia [10].

En la técnica en el dominio del tiempo se obtiene la información sobre el desplazamiento Brillouin típicamente usando una técnica pulsada, donde la resolución espacial está determinada por el ancho temporal del pulso que se introduce en la fibra óptica. Esta tecnología es la presentada en este trabajo y se denomina BOTDA.

La técnica en el dominio de la frecuencia consiste en la interacción entre ondas de luz moduladas en intensidad. La resolución espacial del sensor está determinada por la frecuencia máxima de esta modulación.

1.4 Posicionamiento del trabajo

Una de las áreas principales de investigación en los sensores BOTDA es la extensión del rango de medida. La principal limitación al extender el rango es debida principalmente a la atenuación de la fibra óptica, que es aproximadamente 0,2 dB/Km a una longitud de onda de 1550 nm. Estas pérdidas provocan una reducción en el contraste de la señal con la distancia, obteniéndose niveles de señal muy reducidos al final de la fibra, y un aumento en la incertidumbre de las medidas.

La resolución espacial de un sensor se define como la menor longitud de la fibra sobre la cual se puede detectar cualquier cambio en la magnitud medida. La resolución del sensor también tiene impacto en el rango de medida que se puede lograr. Aunque es deseable tener la mayor resolución posible, usando pulsos ópticos cortos, esto reduce la distancia efectiva a amplificar, lo cual aumenta la dificultad de detección ya que la Relación Señal a Ruido (SNR-Signal to Noise Ratio) es baja. Por esta razón es necesario diseñar cada esquema de sensado en función de la aplicación específica. Será más conveniente usar pulsos cortos para incrementar la resolución o pulsos largos para incrementar el rango.

Por tanto, la solución a este problema parece mejorar la relación señal a ruido (SNR-Signal to Noise Ratio) del sensor. Se han propuesto diferentes técnicas para incrementar el rango de medida sin deteriorar la resolución, como amplificación Raman, codificación de pulsos o una combinación de ambas, aunque pueden incrementar el coste o el tiempo de sensado.

En este trabajo se propone el uso de la detección balanceada en sistemas BOTDA para incrementar la SNR junto con un nuevo método de eliminación de ruido de polarización que mejora las características del sensor.

Capítulo 2:

Propagación de la luz en fibras ópticas monomodo

2.1 Introducción

En este capítulo se describirán en suficiente detalle los fenómenos físicos que tienen lugar con la propagación de la luz por las fibras ópticas. Para entender mejor cómo se comportan las fibras ópticas en los sistemas descritos en este trabajo fin de máster, es necesario explicar los efectos lineales y no lineales que pueden aparecer. La respuesta de cualquier dieléctrico ante un campo electromagnético puede ser no lineal en el caso de que éste presente una intensidad suficiente. La fibra es un medio de transmisión de luz que produce un alto confinamiento de la energía en su interior, y por el que se puede transmitir una gran cantidad de potencia óptica. Por su carácter dieléctrico, la respuesta de la misma se vuelve no lineal, en el caso de que se supere un cierto umbral de potencia. El origen de esta respuesta no lineal está en el comportamiento de la polarización eléctrica inducida \vec{P} , que deja de tener una respuesta totalmente lineal con el campo eléctrico \vec{E} .

Los efectos no lineales en fibra básicamente son de dos tipos [11]: efectos paramétricos y efectos no paramétricos. En la segunda clase de efectos no lineales se encuentran los efectos de *Scattering* Raman y Brillouin.

En este capítulo abordaremos la descripción de la propagación de la luz por la fibra, la respuesta de esta última desde un punto de vista de un medio dieléctrico interaccionando con un campo electromagnético, así como la descripción en más detalle de los fenómenos de birrefringencia y *Scattering* Brillouin, por la importancia que presentan estos efectos no lineales en el marco de este trabajo.

2.2 Respuesta de la fibra a un campo electromagnético

El fenómeno de la propagación de la luz a través de una fibra óptica, como con cualquier otro fenómeno en el que intervienen campos electromagnéticos, viene descrito por las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

Donde \vec{E} y \vec{H} son los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente, y los vectores \vec{D} y \vec{B} son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética; \vec{J} es la densidad de corriente y ρ es la densidad de carga. Ya que la fibra es un medio dieléctrico, y no existe la presencia de cargas libres, podemos suponer que $\vec{J} = 0$ y $\rho = 0$. La densidad de flujo \vec{B} surge en respuesta a la propagación del campo magnético \vec{H} dentro del medio y están relacionados por:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (2.5)$$

Donde μ_0 representa la permeabilidad en el vacío y \vec{M} es la polarización magnética inducida. Como la fibra es un medio no magnético ($\vec{M} = 0$), \vec{B} puede escribirse como $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Para poder expresar la densidad de flujo eléctrico \vec{D} en un medio dieléctrico, hay que tener en cuenta la polarización inducida por el campo en el medio. Esta polarización eléctrica viene motivada por la reorientación de las cargas ligadas pertenecientes al material al paso de un campo eléctrico. Teniendo en cuenta este hecho, \vec{D} se escribe como:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.6)$$

Donde ϵ_0 representa la permitividad en el vacío y \vec{P} es la polarización eléctrica inducida. Tomando el rotacional de la Ley de Faraday (2.1) y teniendo en cuenta las expresiones obtenidas correspondientes a las densidades de flujo eléctrico (2.6) y magnético (2.5) se puede concluir que:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

Donde $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \cdot \epsilon_0}$. Esta expresión puede simplificarse teniendo en cuenta la

pequeña no linealidad existente. De este modo, $\nabla(\nabla \cdot \vec{B}) = 0$ con lo que (2.7) se puede expresar como:

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

Ecuación final que modeliza el comportamiento de la propagación de un campo electromagnético por un medio como la fibra óptica.

El vector \vec{P} se relaciona con el campo eléctrico \vec{E} mediante la siguiente expresión:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right) \quad (2.9)$$

y puede expresarse mediante su desarrollo en serie:

$$\begin{aligned} \vec{P}(\vec{r}, t) = & \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \vec{E}(\vec{r}, t') dt' + \\ & + \epsilon_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(t-t_1, t-t_2) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) dt_1 dt_2 + \\ & + \epsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 + \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.10)$$

Donde $\chi^{-(j)}$ ($j=1,2,3,\dots$) representa la susceptibilidad de orden j . Hay que tener en cuenta el carácter tensorial de orden $i+1$ de los elementos $\chi^{-(i)}$, por lo que los productos dentro de las integrales son productos tensoriales. De los tres sumandos que se muestran en el desarrollo, el primer término asociado a $\chi^{-(1)}$ corresponde a la parte del fenómeno de polarización asociado a la respuesta lineal de la fibra (\vec{P}_L). El resto de los términos asociados a susceptibilidades de orden superior corresponden a la respuesta no lineal de la fibra (\vec{P}_{NL}). Teniendo en cuenta estos dos términos, la expresión abreviada de la polarización inducida quedaría:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \quad (2.11)$$

Los términos de orden superior a tres han sido omitidos ya que en la práctica, generalmente son despreciables frente a los tres primeros [11]. Por otro lado es necesario indicar el hecho de que la fibra óptica tenga como principal componente la sílice, cuya molécula presenta simetría de inversión. Este hecho concluye en la

anulación de los productos tensoriales de orden par por lo que podemos obviar el término asociado a $\chi^{-(2)}$ en la expresión del factor de polarización (2.10).

Además, al ser la fibra óptica un medio isótropo, podemos representar el tensor $\chi^{-(1)}$ como una única componente escalar y del tensor $\chi^{-(3)}$ disponer de tan sólo cuatro componentes no nulas: $(\chi_{xxxx}^{-(3)}, \chi_{xxyy}^{-(3)}, \chi_{xyxy}^{-(3)})$ [11].

2.3 Efectos lineales en fibras ópticas

Cuando trabajamos con fibras ópticas, el efecto lineal más importante son las pérdidas. En este apartado abordaremos también la descripción de la birrefringencia por la importancia de este efecto en este trabajo fin de máster. Con el proceso de fabricación industrial, los defectos e impurezas en las fibras pueden ser mínimos. En este caso, las pérdidas en las fibras se deben principalmente al Scattering Rayleigh y a la absorción óptica. Las Fibras Monomodo estándar (SMF-Single Mode Fibers) presentan típicamente un mínimo de pérdidas de ≈ 0.2 dB/km en la región de $1.55 \mu\text{m}$ (tercera ventana de comunicaciones).

La birrefringencia se define como la dependencia del índice de refracción con la polarización de la onda propagante. En fibras SMF, construidas a partir de un material amorfo (sílice) con simetría, la birrefringencia puede normalmente ser despreciada para la mayoría de las aplicaciones cuando usamos luz despolarizada. Sin embargo, se pueden construir fibras con alta birrefringencia, normalmente introduciendo tensión mecánica o asimetría geométrica en el proceso de fabricación. Estas fibras han sido usadas para un gran número de aplicaciones, tales como mantener el estado de polarización o sensar.

2.3.1 Pérdidas ópticas: absorción y Scattering

Cuando la luz se propaga por una fibra, la pérdida de potencia de la señal óptica es proporcional a la potencia de propagación. De este modo, la potencia óptica $P(L)$ de la señal después de una distancia de propagación L dentro de la fibra vendrá dada por:

$$P(L) = P_i e^{(-\alpha L)} \quad (2.12)$$

Donde P_i es la potencia de entrada y α (expresado normalmente en km^{-1}) es la constante de atenuación que hay que tener en cuenta para las pérdidas del medio.

El campo eléctrico para una onda plana que se propaga a lo largo del eje z en un material, $E(z,t)$ viene dado por

$$E(z,t) = E_0 e^{i\omega(\frac{n_c(\omega)}{c}z-t)} + E_0 e^{-i\omega(\frac{n_c(\omega)}{c}z-t)} \quad (2.13)$$

Donde $n_c(\omega)$ es el índice de refracción complejo y α es la constante de atenuación que viene dada por [12]

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} \text{Im}(n_c(\omega)). \quad (2.14)$$

Normalmente la constante de atenuación está dada en dB/km (α_{dB}):

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log_{10}\left(\frac{P(L)}{P_i}\right) = 10\alpha \log_{10}(e) = 4.343\alpha \quad (2.15)$$

Las pérdidas en una fibra están principalmente causadas por la absorción óptica y el Scattering óptico.

Las pérdidas debidas a la absorción óptica de un material pueden dividirse en pérdidas intrínsecas del material, extrínsecas (causadas por impurezas) e irregularidades atómicas.

Cada material tiene frecuencias de resonancia en las que tienen lugar picos de absorción-pérdidas intrínsecas. En el caso de fibras de sílice, nos referimos a las resonancias de los enlaces de Si-O y los electrones en los átomos, produciendo picos de absorción en el ultravioleta (<200 nm) y en el infrarrojo (~ 7000 nm). Estos picos de absorción tienen colas que se extienden dentro de longitudes de onda del visible y el infrarrojo cercano.

La presencia de impurezas añadirá nuevos picos de resonancia en el medio, y así nuevos picos de absorción-pérdidas extrínsecas. Éste es el caso de la presencia de iones OH^- en fibras de sílice.

Con los procesos de fabricación optimizados, las pérdidas debidas irregularidades atómicas son despreciables. Sin embargo, la pequeña absorción en estas irregularidades puede provocar, con altas intensidades, cambios locales de la estructura de la fibra. Este es un proceso exponencial que puede llevar a la destrucción de la fibra.

Las pérdidas en las fibras debidas a Scattering óptico son principalmente causadas por Scattering Rayleigh. Éste es una dispersión elástica de la luz en todas direcciones causado por cambios aleatorios en el índice de refracción generados por fluctuaciones de la densidad del medio. En fibras de sílice fusionadas, estas fluctuaciones aleatorias de la densidad son mucho más pequeñas que las longitudes de onda de propagación (<10 % de las longitudes de onda típicas).

Las pérdidas inducidas por el Scattering Rayleigh (α_R) se pueden expresar:

$$\alpha_R = \frac{C_R}{\lambda^4} \quad (2.16)$$

Normalmente α_R se expresa en dB/km. La constante C_R depende de los componentes y el método de fabricación de la fibra, pero normalmente está en el rango de 0.7-0.9 dB km⁻¹ μm⁴. Debido a que las pérdidas provocadas por Scattering Rayleigh varían con λ^{-4} , y por tanto predominan en bajas longitudes de onda.

El Scattering Mie (generado por inhomogeneidades de tamaño mayor a la longitud de onda) y el Scattering generado por imperfecciones en la interfase recubrimiento-núcleo (Scattering de guías de onda) también pueden causar pérdidas en la fibra, pero son por lo general insignificantes debido a la calidad de los procesos de fabricación.

También pueden producirse pérdidas extrínsecas, como por ejemplo al aplicar tensiones mecánicas o curvaturas a la fibra que producen perdidas locales.

En la figura Fig. 2.1 [11], se muestra el típico espectro de pérdidas de una fibra óptica. Las pérdidas por Scattering Rayleigh disminuyen con el aumento de la longitud de onda y, el mínimo local en la curva de atenuación se encuentra en torno a 1550 nm, entre las perdidas máximas inducidas por los iones OH y la absorción del infrarrojo. Este mínimo corresponde a la ventana tercera de comunicación, que se emplea en este trabajo. Los otros dos mínimos locales que se observan corresponden a la primera y segunda ventanas de comunicación, que se encuentran a 800 nm y 1310 nm, respectivamente.

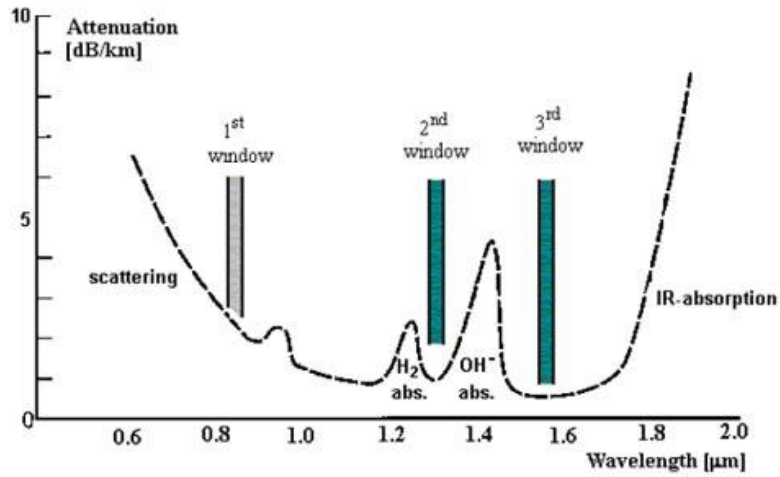


Fig. 2.1 Constante de atenuación en una fibra de sílice para diferentes longitudes de onda [11].

2.3.2 Velocidad de fase, de grupo y dispersión cromática

La dispersión cromática, que está relacionada directamente con la dependencia de la constante de propagación con la frecuencia $\beta(\omega)$, es un fenómeno que aparece como consecuencia de la propagación lineal de la luz en la fibra. Para explicar la dispersión cromática es muy útil considerar un espectro centrado en la frecuencia ω_0 . La velocidad de fase (v_p) es la relación entre la frecuencia angular (ω) y la constante de propagación (β), y se puede entender como la velocidad de propagación de una onda armónica a lo largo de la fibra. La velocidad de grupo (v_g), por otro lado, se define como la derivada de la frecuencia frente a la constante de propagación, y es igual a la inversa de β_1 :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.17)$$

En general la velocidad de grupo (v_g) y la velocidad de fase (v_p) no son iguales, a menos que β y ω estén relacionados linealmente. Aunque no son iguales, las velocidades de fase y grupo en fibras ópticas son muy similares y casi iguales a $2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [14].

La relación entre β_2 y la velocidad de grupo es inmediata:

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau_g}{d\omega} \quad (2.18)$$

Donde τ_g es el retardo de grupo por unidad de longitud. β_2 mide la variación del retardo de grupo sufrido por los diferentes componentes espectrales alrededor de la

frecuencia central ω_0 . De este modo, β_2 es responsable del ensanchamiento de los pulsos que se propagan en un régimen lineal a lo largo de la fibra. Esta es la razón por la que β_2 se denomina velocidad de grupo de dispersión. Para medir este parámetro, se emplea comúnmente el coeficiente de dispersión cromática (D), que está directamente relacionado con β :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.19)$$

Donde β_2 se mide en $\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ y D en $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

La dispersión puede ser cancelada en una cierta longitud de onda, conocida como longitud de onda de dispersión cero (λ_0). Por encima de esta longitud de onda ($D > 0$; $\beta_2 < 0$) las fibras muestran un régimen de dispersión conocido como anómalo (este efecto se representa en la figura 2.2), y por debajo ($D < 0$; $\beta_2 > 0$) las fibras muestran un régimen de dispersión conocido como normal. La transición entre ambos regímenes se puede observar en la figura 2.2 (b) para diferentes fibras ópticas comerciales

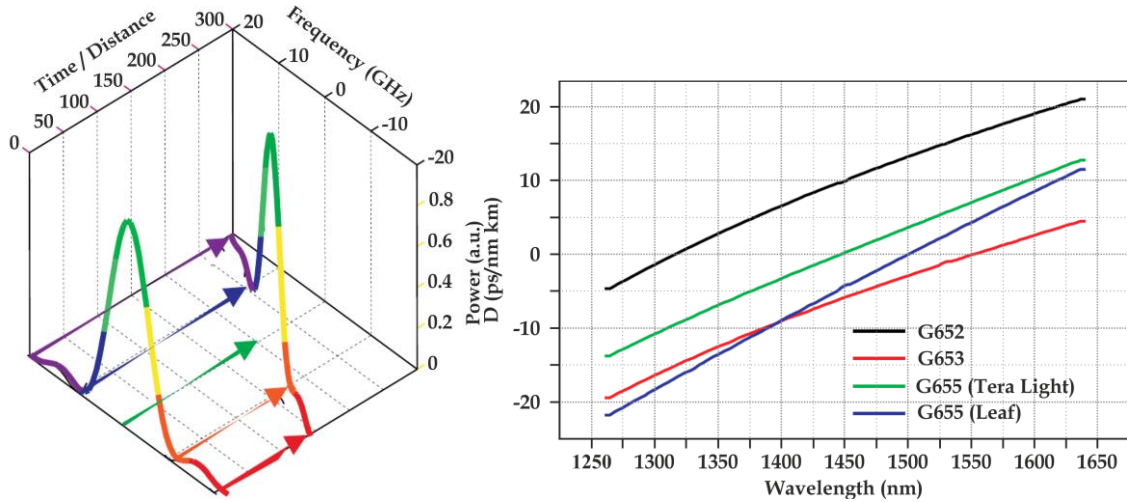


Fig. 2.2 Diferentes representaciones del efecto de dispersión cromática [14]

2.3.3 Birrefringencia

La polarización lineal $\vec{P}_L(\omega)$ inducida en un medio dieléctrico al aplicar un campo eléctrico $E(\omega)$ se debe a la reorganización de las cargas en ese medio. Así, $\vec{P}_L(\omega)$ depende fuertemente de la estructura molecular del medio y puede depender de $E(\omega)$ aplicado en un material anisótropo. En este caso, $\chi^{(1)}(\omega)$ y $n(\omega)$ dependen del estado de polarización de $E(\omega)$ y se dice que el medio es birrefringente.

En un material amorfo con simetría geométrica como una fibra SMF, no debe producirse birrefringencia, ya que requiere romper la simetría. Sin embargo, debido a fluctuaciones aleatorias de $n(\omega)$ o tensión mecánica, estas fibras siempre presentan algo de birrefringencia. Aunque esto no afecta considerablemente al valor de $n(\omega)$ y puede ser de este modo despreciado para la mayoría de los casos en los que se emplea luz despolarizada, estas pequeñas fluctuaciones pueden provocar que el estado de polarización de las ondas que se propagan cambien aleatoriamente, y así causar inestabilidad en el estado de polarización de salida.

Para resolver este problema, se usan Fibras Mantenedoras de Polarización (PMF- Polarization-Maintaining Optical Fiber) que han sido fabricadas con una alta birrefringencia. En este caso, si la polarización de la luz acoplada está alineada con uno de los ejes birrefringentes, el estado de polarización se mantendrá incluso si la fibra se dobla.

Las fibras PMF se construyen introduciendo asimetrías en el proceso de fabricación (tensiones mecánicas o geométricas). Estas asimetrías pueden ser geométricas (tales como un núcleo no circular o fibras con microestructuras asimétricas), debidas a tensiones mecánicas de fabricación (como ocurre en fibras Panda) o a un perfil asimétrico del índice de refracción. La figura 2.3 muestra algunos de los tipos más comunes de PMF.

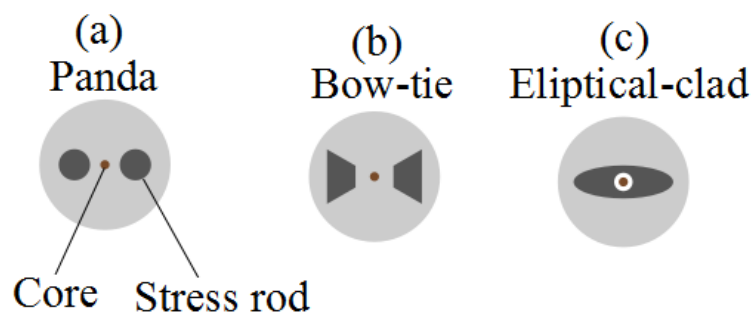


Fig. 2.3 Diferentes tipos de PMF: a) Panda, b) Bow-tie, c) Elíptico-clad. Adaptado de [13].

2.4 Efectos no lineales en fibras ópticas

Una vez que hemos descrito el funcionamiento lineal de la fibra óptica, pasamos a estudiar su comportamiento en condiciones de no linealidad. Para obtener la ecuación de propagación en presencia de efectos no lineales en la fibra (ecuación 2.20) es conveniente realizar una serie de suposiciones con el fin de simplificar la resolución del

problema [11]. La primera de estas suposiciones es que \vec{P}_{NL} se trata como una pequeña perturbación de \vec{P}_L , ya que en la práctica la variación del índice de refracción en condiciones de no linealidad es inferior a 10^{-6} . La segunda aproximación es que la fibra mantiene la polarización del campo en toda su longitud. Esta suposición es cuanto menos discutible en el caso de que se trabaje con fibras ópticas estándar de telecomunicación, ya que solo las fibras birrefringentes o mantenedoras de polarización presentan esta característica. No obstante, es una aproximación que, aunque no es del todo cierta, simplifica enormemente el modelado del funcionamiento de la fibra, y proporciona resultados aproximados a las fibras reales. Por este motivo utilizaremos únicamente la componente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de susceptibilidad de orden tres, trabajando con una aproximación escalar de la ecuación 2.8.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

Es conveniente tener en cuenta, antes de continuar con las aproximaciones, el hecho de que la respuesta no lineal de la fibra presenta dos componentes: una debida a distorsiones (producidas por el campo eléctrico presente en la fibra óptica) en las órbitas electrónicas de los átomos, que ocurren en escalas temporales de muy pocos ciclos electrónicos, por lo que se suelen considerar instantáneas, y por otra parte, la respuesta asociada a los cambios en los estados de vibración de las moléculas de sílice. Ésta se conoce como respuesta Raman y sucede con tiempos de retardo de $\tau_R = 60-70$ fs, por lo que únicamente se pueden interpretar como instantáneos cuando suponemos un ancho de banda mucho menor a $1/\tau_R \approx 14$ THz. Típicamente se suele considerar válida esta suposición para pulsos del orden de 1 ps [11]. En caso contrario no es procedente tratar la respuesta no lineal de la fibra como instantánea. En cuanto a las pérdidas de la fibra sólo se pueden considerar despreciables para el caso en el que la longitud de la fibra sea mucho menor que $1/\alpha$, expresando α en Nep/km [15].

Teniendo en cuenta las anteriores suposiciones y considerando los términos de contribución Raman a la respuesta no lineal y despreciando la atenuación de la fibra, reescribimos la ecuación 2.8 en el dominio de la frecuencia como:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} &= \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \\ \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{R}(\omega_1 - \omega_2) \vec{E}(\omega - \omega_1 + \omega_2) \vec{E}(\omega_1) \vec{E}^*(\omega_2) d\omega_1 d\omega_2 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Del mismo modo que en el caso de propagación lineal, es posible escribir la solución del campo como el producto de sus componentes radial y longitudinal:

$$\vec{E}(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [A(t)F(\rho) \exp(j(\omega_0 t - \beta_0 z)) + c.c.] \quad (2.22)$$

Donde hemos supuesto, por conveniencia, que el campo eléctrico se encuentra alineado en la dirección \hat{x} . Para encontrar la solución al caso no lineal se tratan los términos no lineales como perturbaciones débiles o pequeñas variaciones al caso lineal. Por tanto, la distribución radial del campo se obtiene anulando toda la contribución no lineal a la ecuación 2.20. En primer orden de perturbación, la presencia de efectos no lineales no afecta a la distribución radial del modo fundamental. Sin embargo, la inclusión del término perturbativo sí que afecta a la constante de propagación β .

Para obtener la expresión de la ecuación de propagación no lineal es necesario recurrir a la aplicación de una serie de herramientas matemáticas que se encuentran descritas con detalle en [16] y que no trataremos explícitamente porque no forma parte de los objetivos de este trabajo. Por este motivo partiremos directamente de la expresión final para la amplitud compleja $A(z, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j \frac{\beta_2 \partial^2 A}{2 \partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = \\ = j\gamma \left(1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z,t) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{xxx}} R_{xxx}(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Donde γ es una constante que representa la no linealidad de la fibra y que recibe el nombre de coeficiente no lineal y que se expresa en $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. La amplitud compleja $A(z, t)$ ha sido normalizada de manera que la potencia óptica de la onda se calcula según la ley $P(z, t) = |A(z, t)|^2$. γ se relaciona con la susceptibilidad según la siguiente ecuación [11]:

$$\gamma = \frac{n_{2e} \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{3 \sigma_{xxx} \omega_0}{8 n c A_{eff}} \quad (2.24)$$

Donde n_{2e} es el índice de refracción no lineal de la fibra. El valor de este coeficiente se ha medido experimentalmente, estando comprendido entre $2.1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ y $2.3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ en función del tipo de fibra (fibra estándar y fibra de dispersión nula) [17].

El parámetro A_{eff} tiene unidades de área y se define como la sección por la que pasaría toda la potencia, en el caso de que la misma tuviera densidad uniforme e igual a la máxima central, ya que la distribución del campo en el interior de la fibra sigue una distribución gaussiana. El área efectiva se calcula como:

$$A_{eff} = 2\pi \frac{\left(\int_0^\infty F^2(\rho) \rho d\rho \right)^2}{\int_0^\infty F^4(\rho) \rho d\rho} \quad (2.25)$$

En este desarrollo y con el fin de simplificarlo, hemos supuesto que no existe dependencia de la distribución del campo modal en el interior de la fibra con la frecuencia, con lo que $F(\rho)$ es constante en todo el rango de frecuencias. Valores típicos de este parámetro a 1550 nm, pueden ser, por ejemplo $\approx 80 \mu m^2$ para fibras estándar diseñadas para segunda ventana ($\lambda_0 \approx 1310$ nm), y $\approx 50 \mu m^2$ para fibras de dispersión desplazada de tercera ventana ($\lambda_0 \approx 1550$ nm) [18], y para las fibras compensadoras de dispersión el valor de este parámetro es de $12 \mu m^2$ [19]. Las fibras de dispersión desplazada presentan un mayor confinamiento del campo en su interior respecto a las fibras estándar de telecomunicaciones, por lo que tienen un mayor comportamiento no lineal que éstas.

Se define la longitud efectiva de interacción no lineal como la longitud equivalente de generación del efecto no lineal, en la que se tienen en cuenta las pérdidas que se producen en la misma por la atenuación. Su valor viene dado por la siguiente expresión:

$$L_{eff} = \int_0^L \exp(-\alpha z) dz = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (2.26)$$

Para valores pequeños de longitud de fibra se suele suponer que $L_{eff} \approx L$, ya que en estas condiciones el término exponencial de la ecuación 2.26 se puede aproximar (por desarrollo en serie) como $\exp(-\alpha L) \approx 1 + (-\alpha L)$. Sin embargo, para longitud grandes, el término exponencial de la ecuación 2.26 es muy pequeño comparado con la unidad, con lo que se aproxima la longitud efectiva como $L_{eff} \approx 1/\alpha$, expresando α en Nep/km. Este último caso, que es el habitual en los sistemas de telecomunicación sobre fibra óptica, ya que presentan elevadas longitudes de vano. Valores típicos de longitud efectiva, considerando propagación en tercera ventana (con coeficiente de atenuación de valor 0.2 dB/km) es $L_{eff} \approx 22$ km.

Volviendo nuevamente a la ecuación 2.23, si suponemos que trabajamos en régimen continuo o que el ancho temporal de los pulsos es mayor de 1 ps, en estas condiciones podemos suponer que la respuesta del medio es prácticamente instantánea, por lo que la ecuación anterior se simplificará enormemente, pudiendo expresarla como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j \frac{\beta_2 \partial^2 A}{2 \partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = j \gamma |A|^2 A \quad (2.27)$$

La ecuación 2.27 se le suele denominar como Ecuación No Lineal de Schrödinger (NLSE-Nonlinear Schrödinger Equation) debido a su similitud con la ecuación de Schrödinger con un potencial no lineal, mientras que a la ecuación 2.23 se le suele denominar ecuación no lineal de Schrödinger generalizada. Las ecuaciones se van complicando a medida que consideremos la propagación de dos o más frecuencias en el mismo sentido o en sentidos opuestos.

Las no linealidades se pueden clasificar como procesos paramétricos o no paramétricos, dependiendo de cómo interactúe el campo electromagnético con el medio de propagación.

En el caso de los procesos paramétricos, los estados inicial y final de los átomos en el medio donde interactúan las ondas electromagnéticas son los mismos. De esta manera, la energía y el momento de las ondas que interactúan se deben conservar y el medio juega un rol pasivo. Dentro de esta categoría se incluyen la Automodulación de Fase (SPM-Self-Phase Modulation) y la Modulación de Fase Cruzada (XPM-Cross Phase Modulation) que son responsables del efecto Kerr (dependencia no lineal del índice de refracción con la potencia óptica) sin el cual la Inestabilidad de Modulación (MI-Modulation Instability) no ocurriría.

En el caso de los procesos no paramétricos, el medio donde las ondas electromagnéticas interactúan juega un rol activo y absorbe/emite energía/momento de/a el campo electromagnético. En este caso, la energía y/o momento de las ondas que interactúan no se conservan. En esta categoría se incluyen los Scattering Brillouin y Raman.

2.4.1 Procesos Paramétricos

La polarización inducida por la radiación electromagnética en un medio dieléctrico se convierte en no lineal para altas intensidades. En este caso, la polarización $\vec{P}(\omega)$ se expresa de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\vec{P}(\omega) &= \varepsilon_0 [\chi^{(1)}(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) + \chi^{(2)}(\omega) : \vec{E}(\omega)\vec{E}(\omega) + \chi^{(3)}(\omega) : \vec{E}(\omega)\vec{E}(\omega)\vec{E}(\omega) + \dots] \\ &= \vec{P}_L(\omega) + \vec{P}_{2NL}(\omega) + \vec{P}_{3NL}(\omega) + \dots,\end{aligned}\quad (2.28)$$

Donde ε_0 es la permitividad del vacío, $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal óptica, $\vec{P}_L(\omega)$ es la polarización lineal, $\chi^{(i)}$ ($i=2,3,\dots$) es la susceptibilidad no lineal óptica de orden i^{th} y $\vec{P}_{iNL}(\omega)$ es la polarización no lineal de orden i^{th} . Típicamente, $\chi^{(1)}$ es del orden de la unidad, $\chi^{(2)} \approx 10^{-12}$ m/V y $\chi^{(3)} \approx 10^{-24}$ m²/V² [12].

El término $\chi^{(2)}$ es responsable de la Generación del Segundo Armónico (SHG-Second-Harmonic Generation), Generación de Suma de Frecuencias (SFG-Sum-Frequency Generation) y mezcla de tres ondas. Sin embargo, la existencia de $\chi^{(n)}$ con un orden par n implica que el medio no tiene simetría de inversión. De este modo, para medios amorfos (tales como sílice amorfo), estos términos son sólo no nulos en las interfaces y por tanto despreciable para la mayoría de las aplicaciones.

El término $\chi^{(3)}$ es responsable de la polarización no lineal de tercer orden $\vec{P}_{3NL}(\omega)$,

$$\begin{aligned}P_{3NL}(\omega) &= \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 |E_4 e^{i(k_4 z - \omega_4 t)} + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 e^{i(k_4 z - \omega_4 t)} \\ &\quad + 2E_1 E_2 E_3 e^{i((k_1 + k_2 + k_3)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)t)} + 2E_1 E_2 E_3^* e^{i((k_1 + k_2 - k_3)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t)} + \dots].\end{aligned}\quad (2.29)$$

Cada término de polarización es responsable de una no linealidad paramétrica de tercer orden que es a su vez responsables de la aparición de diferentes efectos. Las no linealidades paramétricas de tercer orden se presentan en la tabla 2.1.

Tabla 2.1 No linealidades paramétricas de tercer orden

<i>Frequencies involved*</i>	<i>Polarization Induced</i>	<i>Name of the process</i>
$-\omega_1, \omega_1, \omega_1, -\omega_1$	$\chi^{(3)} E_1 ^2 E_1 e^{i((k_1)z - (\omega_1)t)}$	<i>Self-phase modulation (SPM)</i>
$-\omega_2, \omega_1, -\omega_1, \omega_2$	$\chi^{(3)} E_2 ^2 E_1 e^{i((k_1)z - (\omega_1)t)}$	<i>Cross-phase modulation (XPM)</i>
$-\omega_4, \omega_1, \omega_2, -\omega_3$	$\chi^{(3)} E_1 E_2 E_3^* e^{i((k_1 + k_2 - k_3)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t)}$	<i>Four-wave Mixing (FWM)</i>
$-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2$	$\chi^{(3)} E_1 E_1 E_2^* e^{i((2k_1 - k_2)z - (2\omega_1 - \omega_2)t)}$	<i>Parametric Amplification or degenerate Four-wave mixing (DFWM)</i>
$-\omega_2, \omega_1, \omega_1, \omega_1$	$\chi^{(3)} E_1 E_1 E_1 e^{i((3k_1)z - (3\omega_1)t)}$	<i>Third-harmonic generation (THG)</i>
$-\omega_4, \omega_1, \omega_2, \omega_3$	$\chi^{(3)} E_1 E_2 E_3 e^{i((k_1 + k_2 + k_3)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)t)}$	<i>Sum-frequency generation (SFG)</i>
$-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, -\omega_3$	$\chi^{(3)} E_1 E_2^* E_3^* e^{i((k_1 - k_2 - k_3)z - (\omega_1 - \omega_2 - \omega_3)t)}$	<i>Difference-frequency generation (DFG)</i>

*A photon of each positive frequency is annihilated and a photon of each negative frequency is generated; the energy conservation of the process requires that: $-\omega_a + \omega_b + \omega_c - \omega_d = 0$

Debido a los efectos de SPM y XPM, el índice de refracción n se vuelve dependiente de la intensidad óptica I que viaja en el medio (efecto Kerr):

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.30)$$

Donde n_0 and n_2 son el índice de refracción lineal y no lineal, respectivamente, y $n_2 = 3\text{Re}(X_{\text{xxx}}^{(3)})/8n_0$. En este caso, la dispersión se convertirá también en no lineal. El efecto Kerr es responsable de un gran número de efectos no lineales, tales como MI y puede ser usado para la generación de supercontinuo. Cuando trabajamos con fibras ópticas, las fases no lineales que introducen SMP y XPM se expresan normalmente como una función del coeficiente no lineal de la fibra γ , definido como:

$$\gamma = \frac{\omega_n n_2}{c A_{\text{eff}}} \quad (2.31)$$

Donde A_{eff} es el área efectiva del modo guiado de frecuencia ω_n , y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Otro proceso no lineal paramétrico importante de tercer orden es la Mezcla de Cuatro Ondas (FWM-Four Wave Mixing) en el cual tres ondas electromagnéticas intercambian energía y generan una nueva frecuencia. Debido a que FWM es un proceso coherente, su eficiencia depende fuertemente de las fases relativas y de las polarizaciones de las ondas que interactúan. Por tanto el proceso es sensible a la dispersión del medio y las fases son añadidas por los efectos SPM y XPM.

2.4.2 Procesos no paramétricos: Scattering no lineal

Los efectos no lineales en fibra óptica de tipo no paramétrico son el *Scattering* Brillouin y el *Scattering* Raman. El primero de ellos, base fundamental de este trabajo, es el proceso no lineal necesario para la implementación de sensores BOTDA, tal y como se ha mencionado en el capítulo 1, y el segundo, se emplea para la mejora del rango dinámico de este tipo de sensor.

A diferencia de los procesos no lineales de tipo paramétrico, en los que no existe intercambio entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico, en los procesos no lineales de tipo no paramétrico una parte de la energía de la onda incidente se cede al

medio, mientras que el resto de energía se transfiere a otra onda de frecuencia inferior. Los efectos no lineales de tipo no paramétrico, *Scattering* Raman y *Scattering* Brillouin, pueden tratarse desde un punto de vista mecánico-cuántico como la absorción de un fotón incidente por el medio para crear un fotón de menor energía que la que presenta el fotón incidente y un fonón, o transición molecular entre dos estados vibracionales, con la energía y el momento adecuados para que conserve la energía y el momento. Es exactamente la energía del fonón involucrado en el proceso, y por ello de la diferencia de frecuencias entre el fotón incidente y el generado los que diferencian a los dos procesos que acabamos de mencionar. En el caso del *Scattering* Raman se encuentra involucrado un fonón óptico (frecuencia del orden de ≈ 10 THz), mientras que en el *Scattering* Brillouin se encuentra involucrado un fonón acústico (frecuencia del orden de ≈ 10 GHz).

Debido a que la frecuencia de la onda es proporcional a su energía (ley de Planck), el fotón generado mediante el proceso de *Scattering* posee menor frecuencia que el original. A esta nueva onda generada se le denomina onda Stokes.

En determinadas circunstancias, la onda Stokes puede propagarse a lo largo de grandes distancias, interaccionando de forma efectiva con la onda de bombeo, y por ello aumentando el valor de su potencia. Para una determinada longitud de fibra, conforme se aumenta la potencia de bombeo, se produce un aumento gradual de la potencia de la onda Stokes a través de *Scattering* espontáneo. Esto ocurre hasta que la potencia de bombeo alcanza un determinado umbral, a partir del cual, la potencia de la onda Stokes aumenta de forma exponencial con el incremento lineal de la potencia de la onda de bombeo (ver la figura 2.4). Es exactamente cuando se supera el valor de la potencia umbral punto a partir del cual se genera *Scattering* estimulado, dando por ello lugar a *Scattering* Raman estimulado (SRS- Stimulated Raman Scattering) y SBS.

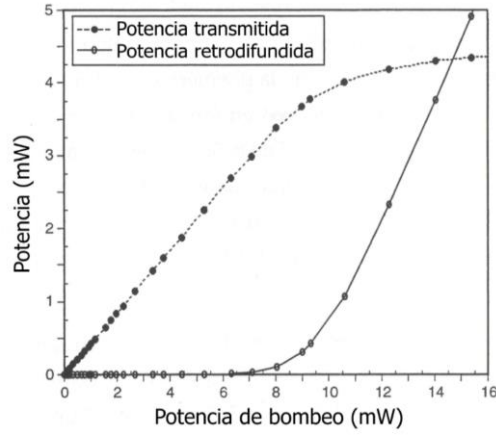


Fig. 2.4 Potencias de las señales transmitida y reflejada en una fibra estándar de telecomunicaciones de 11.8 km en la que se ha inducido Brillouin. Estas medidas han sido realizadas a 1320 nm, con ancho de línea de la fuente de bombeo inferior a 500 KHz, siendo el umbral Brillouin en este caso de aproximadamente de 8.3 mW [20]

La potencia umbral se define como aquel nivel de potencia de bombeo a la cual la potencia transmitida y la potencia retrodifundida son iguales. El valor de potencia umbral se puede expresar como:

$$P_{th} = \frac{cA_{eff}}{gL_{eff}} \quad (2.32)$$

Donde g y c son respectivamente, el coeficiente de ganancia del *Scattering* y una constante que depende del proceso que estemos considerando. Así por ejemplo, en el caso del proceso SBS, el valor de la ganancia Brillouin g_B es de $\approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, y la constante C_B tiene un valor de 21. En el caso del proceso SRS la ganancia Raman g_R es de $\approx 1 \cdot 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, pero el valor de la constante es diferente en el caso co-propagante al bombeo (16) y contra-propagante al bombeo (20) [11].

La diferencia entre los niveles de potencia umbral para cada uno de los procesos no paramétricos da lugar a la existencia de una serie de diferencias importantes entre ambos, y que son debidas principalmente a la diferente naturaleza de los fonones generados.

Podemos resumir estas diferencias en:

1. El umbral de potencia para la misma fibra a partir del cual se produce el efecto Raman es dos órdenes de magnitud mayor que para el efecto Brillouin. Este hecho surge como consecuencia de la mayor eficiencia del efecto Brillouin.
2. La onda Stokes para el efecto Brillouin sólo se propaga en sentido contra-propagante al sentido de la onda de bombeo. Sin embargo, en el efecto Raman la

amplificación puede producirse en ambos sentidos, pero el proceso es más eficiente en el sentido co-propagante, ya que el umbral para este sentido es un 20% menor que para el sentido contra-propagante.

3. El efecto Brillouin está condicionado por las características de coherencia de la fuente de bombeo, es decir, de la anchura espectral de línea, mientras que el efecto Raman es razonablemente independiente del ancho espectral de la fuente utilizada, siempre que éste no sea inferior a un valor de ≈ 0.5 nm.
4. Mientras que en el efecto Raman los fotones generados presentan un desplazamiento de frecuencia respecto de la onda de bombeo de 13.2 THz, los fotones generados en el efecto Brillouin lo hacen a una frecuencia comprendida entre 10 y 13 GHz dependiendo de la fibra en cuestión y de la longitud de onda de la señal de bombeo. Además, el espectro de ganancia del efecto Raman tiene una extensión de varios Tera Hertzios mientras que el espectro de ganancia típico del efecto Brillouin está comprendido entre los 10 y los 50 MHz.

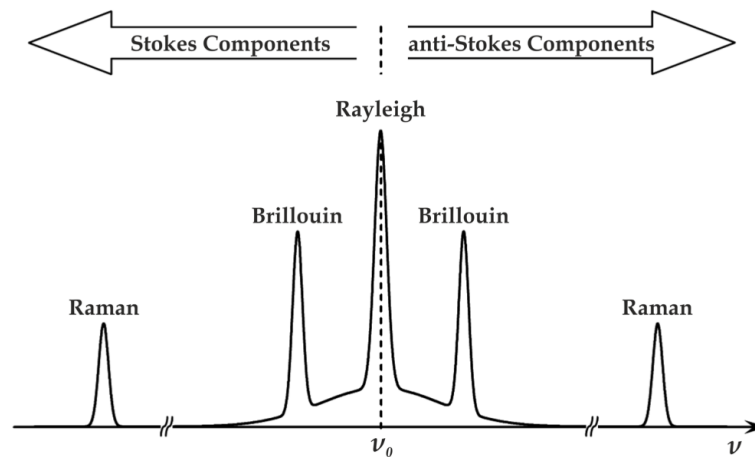


Fig. 2.5 Típicos componentes espectrales resultantes de luz difundida en un medio inhomogeneo.

2.4.2.1 *Scattering Raman estimulado (SRS)*

Desde un punto de vista mecánico-cuántico, en el *Scattering Raman* en fibra óptica un fotón con una determinada energía (de color azul oscuro en la figura 2.6) es aniquilado para generar otro fotón de energía menor y por ello de menor frecuencia (de color rojo en la figura 2.6) y un fonón de energía adecuada para permitir a la molécula de sílice tener una transición molecular entre dos modos vibracionales. Desde el punto

de vista electromagnético, que es el que hemos seguido hasta el momento, este proceso por el que se transfieren fotones a una onda de frecuencia inferior es tratado a partir de la contribución molecular (no instantánea) a la susceptibilidad de orden tres.

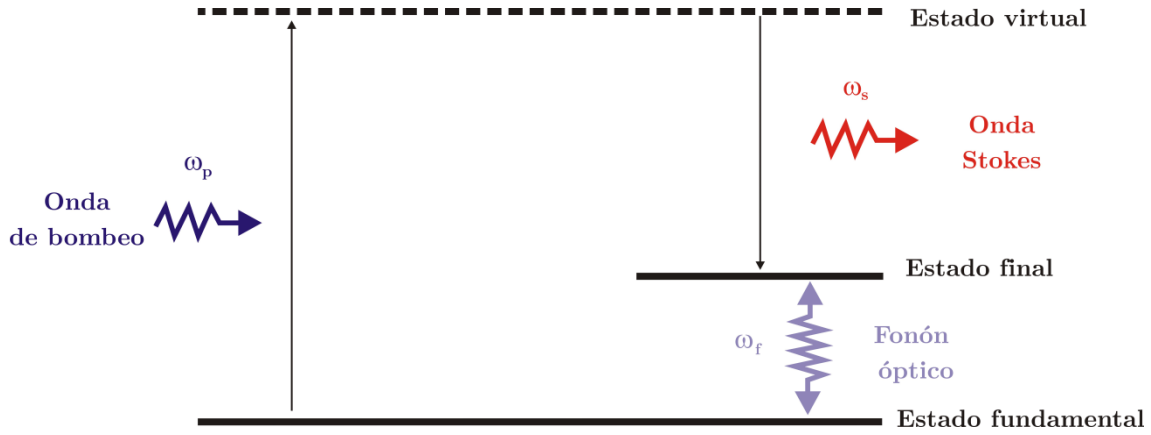


Fig. 2.6 Representación esquematizada del proceso SRS en cuanto a niveles electrónicos.

Para ver cómo se desarrolla el proceso de SRS consideramos una onda continua de alta potencia con una frecuencia ω_n , a la que llamaremos bombeo, propagándose dentro de la fibra junto con una onda más débil con frecuencia ω_s , sonda, en la misma dirección. Consideramos dos ecuaciones acopladas:

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{A_{eff}} \left(A_s \frac{dA_s^*}{dz} + A_s^* \frac{dA_s}{dz} \right) = -\alpha I_s + g_R(\Omega_{ps}) I_p I_s \quad (2.33)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{1}{A_{eff}} \left(A_p \frac{dA_p^*}{dz} + A_p^* \frac{dA_p}{dz} \right) = -\alpha I_p + g_R(\Omega_{ps}) I_s I_p \quad (2.34)$$

Donde hemos denominado g_R a la expresión:

$$g_R(\Omega_{ps}) = -2\gamma_s A_{eff} f_R \Im \left[\tilde{h}(\Omega_{ps}) \right] \quad (2.35)$$

Para el caso con el que hemos iniciado el desarrollo matemático, donde se considera la existencia de una onda de gran potencia, bombeo (p), y una menor potencia, sonda (s), $I_p \gg I_s$, podemos expresar la evolución de la intensidad de la señal de prueba como:

$$I_s(L) = I_s(0) e^{(g_R I_p L_e - \alpha L)} \quad (2.36)$$

Estaríamos tratando el caso de atenuación Raman, donde la señal de menor frecuencia es atenuada exponencialmente por la presencia del bombeo. Hay que indicar que tanto el efecto de amplificación como el de atenuación vienen determinados por el coeficiente de ganancia Raman g_R , por la intensidad del bombeo en $z = 0$ y por la

longitud efectiva de interacción L_{eff} . Estos dos efectos vienen descritos esquemáticamente en la Figura 2.7.

Teniendo en cuenta las expresiones obtenidas, es conveniente desde un punto de vista práctico un factor de ganancia Raman que exprese en dB la variación de potencia óptica que se produce en la onda sonda por efecto SRS. Por ello introducimos un coeficiente denominado factor de ganancia Raman, $G_R(\lambda)$, que se calcula a partir de los valores de la potencia de bombeo medidos experimentalmente como se muestra en la Figura 2.7 [21].

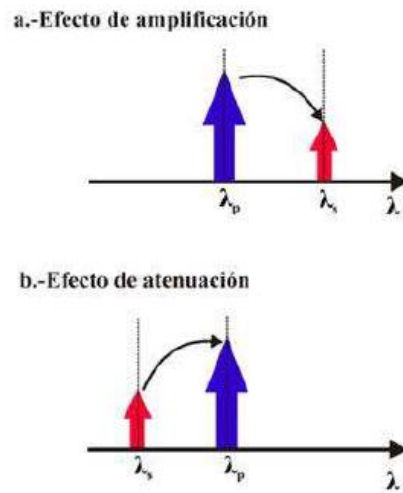


Fig. 2.7 Descripción esquemática de la transferencia de potencia óptica por SRS entre dos señales que se propagan por la misma fibra.

En la Figura 2.7 (a) se muestra el efecto de amplificación. La onda sonda está situada espectralmente por encima, en longitud de onda, de la onda de bombeo. Y en la Figura 2.7 (b) se muestra el efecto de atenuación. La onda sonda está situada espectralmente por debajo, en longitud de onda, de la onda de bombeo.

$$G_R = 10 \log \left(\frac{P(\lambda, L) - P_{\text{backscatter}}}{P_{\text{bombeo}=0}(\lambda, L)} \right) \quad (2.37)$$

Los dos efectos han sido medidos experimentalmente. Los resultados obtenidos son mostrados en la Figura 2.8 [14].

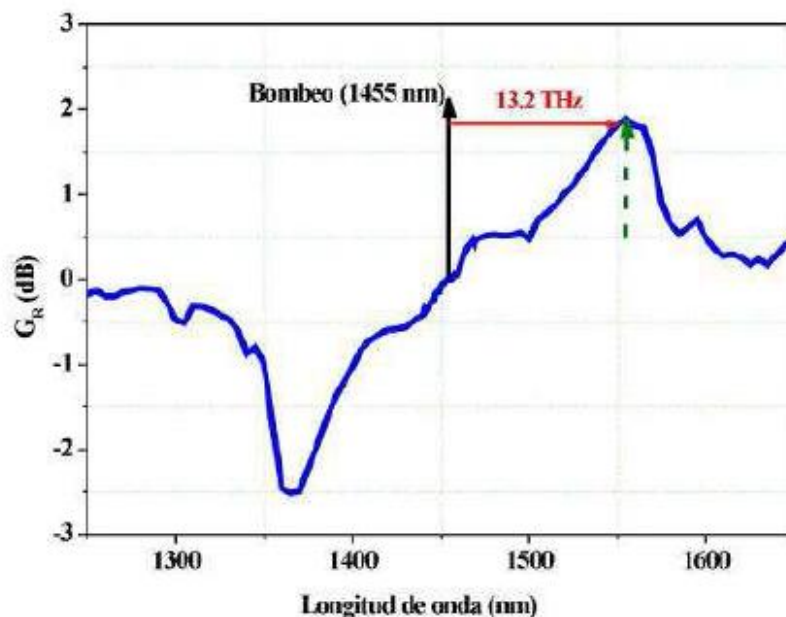


Fig. 2.8 Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF de 11,6 Km de longitud y cuyo coeficiente de atenuación es 0,25 dB/Km, entre 1250 y 1650 nm en intervalos de 5 nm con un bombeo de 0,95 W a 1455 nm.

2.4.2.2 Scattering Brillouin estimulado (SBS)

El SBS se produce para niveles de potencia aproximadamente dos órdenes de magnitud inferiores que el fenómeno del SRS. El proceso se manifiesta como la generación de una onda acústica a partir del proceso físico de la electrostricción. Esta onda acústica realiza una modulación del índice de refracción del medio, produciendo un efecto similar al de una red de difracción que se propaga con la onda de bombeo que la genera, y que produce una cierta dispersión sobre ésta. La luz dispersada se transfiere a una frecuencia menor (onda Stokes), a causa del efecto Doppler asociado al movimiento de la red de difracción a la velocidad acústica propia del medio v_A . La onda Stokes generada se transmite en dirección contra-propagante a la dirección en que se propaga la onda de bombeo que la genera, portando la mayor parte de la potencia de dicha onda de bombeo una vez alcanzado el umbral necesario para la generación de SBS. Este proceso lo hemos representado de forma gráfica en la figura 2.9, en la que se han representado la onda de bombeo, las ondas acústicas que genera la onda de bombeo, y la onda Stokes que se propaga en sentido contrario a la dirección de propagación de la onda de bombeo.

Es justamente por el hecho de que el SBS produce una banda de amplificación a otra frecuencia el motivo por el que este fenómeno físico limita la potencia de canal en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica. Pero este efecto tan nefasto sobre los

sistemas de comunicaciones puede aprovecharse para la realización de láseres de muy poca anchura espectral [22], amplificadores Brillouin en fibra de banda estrecha [23], filtros ópticos de banda estrecha [24], además de sensores distribuidos, como el que nos ocupa en este trabajo.

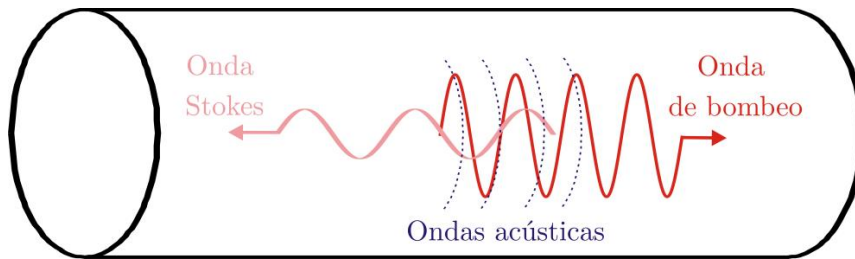


Fig. 2.9 Representación esquematizada del proceso SBS en la fibra óptica

Desde un punto de vista cuántico, el efecto Brillouin puede verse de una forma similar al efecto Raman. Un fotón de cierta energía (frecuencia) es aniquilado al interactuar con la molécula de sílice de la fibra para generar un fotón de energía menor y un fonón acústico con la energía y momento adecuados. En la figura 2.10 hemos ilustrado este proceso: la onda de mayor energía (onda de bombeo), que hemos representado en la figura en color rojo, interacciona con la molécula de sílice, y le transfiere a ésta parte de su energía haciendo pasar a dicha molécula a otro modo vibracional de mayor energía, mientras que otra onda presente en el proceso, es contra-propagante a la onda de bombeo, presenta una frecuencia inferior a la primera (la hemos representado en la figura de color rosa), siendo amplificada por la onda de bombeo.

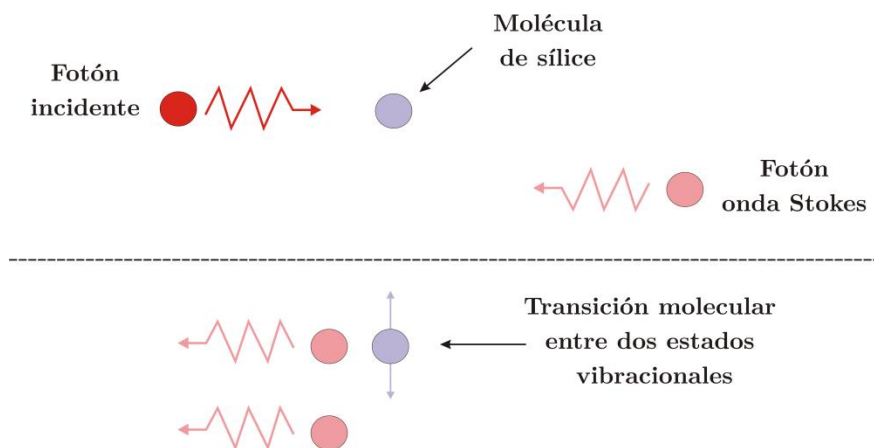


Fig. 2.10 Representación esquematizada del proceso SBS.

Las leyes de conservación de la energía y momento para las tres ondas involucradas en el SBS, las escribimos como:

$$\omega_p = \omega_s + \Omega_B \quad (2.38)$$

$$\vec{K}_p = \vec{K}_s + \vec{K}_B \quad (2.39)$$

Donde ω_p y \vec{K}_p representan la frecuencia y el momento de la onda de bombeo, ω_s y \vec{K}_s pertenecen al fotón generado a la frecuencia Stokes, y por último, Ω_B y \vec{K}_B son la frecuencia y el momento de la onda acústica. En la figura 2.11 hemos representando gráficamente los tres vectores de onda involucrados en el proceso.

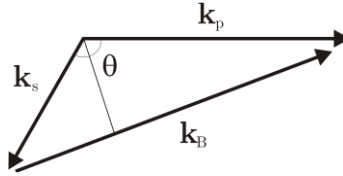


Fig. 2.11 Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS.

Las frecuencias de la onda de bombeo y de la onda Stokes son bastante próximas, si las comparamos con la frecuencia de la onda acústica, ya que ambas se encuentran en el rango de las frecuencias ópticas. Sin embargo la frecuencia de la onda acústica es considerablemente más pequeña. Por esta razón es posible realizar la aproximación de que $|\vec{K}_p| \approx |\vec{K}_s|$ con lo que:

$$|\vec{K}_B| = 2|\vec{K}_p| \sin\left(\frac{\sigma}{2}\right) \quad (2.40)$$

Donde σ es el ángulo existente entre la dirección de propagación de la onda de bombeo y la onda Stokes. Debido a que la onda de bombeo se propaga a lo largo de la fibra óptica, σ se corresponde con el ángulo respecto del eje de simetría de la propia fibra. De la anterior ecuación se desprende que para $\sigma = 0^\circ$, el vector de onda $\vec{K}_B = 0$, con lo que no se produce SBS. Sin embargo, para $\sigma = 180^\circ$, el vector de onda \vec{K}_B es máximo. $\sigma = 180^\circ$ indica que las onda de bombeo y Stokes son contra-propagantes, que exactamente es la dirección en la que el proceso se maximiza [25].

Por otra parte, el vector de onda es igual a la frecuencia angular dividida entre la velocidad, con lo que podemos escribir que:

$$\Omega_B = 2v_a |\vec{K}_p| \sin\left(\frac{\sigma}{2}\right) \quad (2.41)$$

Donde v_A es la velocidad de la onda acústica en el medio. Finalmente, es posible calcular el desplazamiento de frecuencia que existe entre la onda de bombeo y la onda Stokes a partir de la pulsación angular del fonón acústico (Ω_B), mediante la expresión:

$$v_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n_p v_a}{\lambda_p} \quad (2.42)$$

Ya que $k_p = 2\pi n_p / \lambda_p$, y donde λ_p es la longitud de onda del bombeo y n_p es el índice de refracción a dicha longitud de onda. Para un valor de $v_a = 5.96$ km/s, un índice de refracción $n_p = 1.45$ y una longitud de onda de bombeo $\lambda_p = 1.55 \mu\text{m}$, el desplazamiento de frecuencia entre la onda de bombeo y la onda Stokes es $\nu_B \approx 11.1$ GHz.

El proceso físico de la electrostricción es el responsable de que se produzca la difusión Brillouin. Este fenómeno (ver figura 2.12), se produce por la tendencia de los materiales dieléctricos a comprimirse en presencia de un campo eléctrico intenso. Debido a esta compresión, en el material dieléctrico aparece una cierta presión interna que se denomina presión electrostrictiva y que se relaciona con el campo eléctrico que lo genera a través de la ecuación 2.43 [12]:

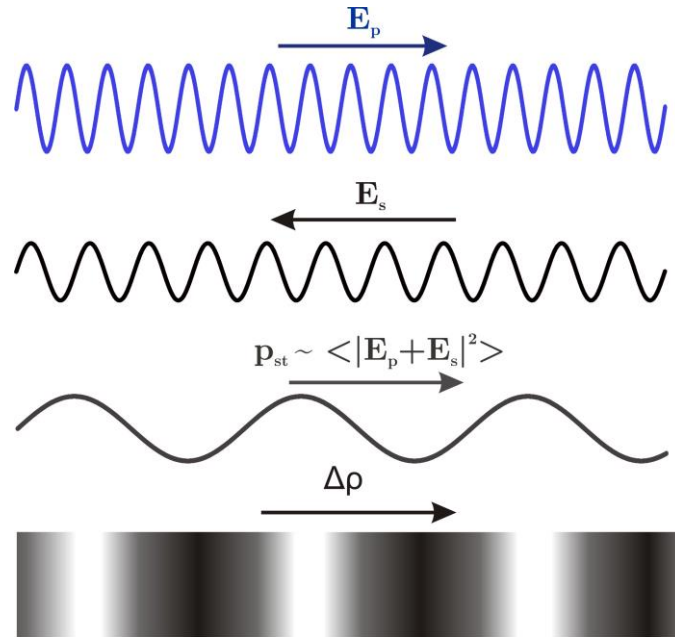


Fig. 2.12 Representación esquemática del proceso de electrostricción en fibras ópticas. La presencia de forma conjunta de una onda de bombeo (E_p) y una onda Stokes (E_s) producen una variación de presión electrostrictiva p_{st} que se traduce en una onda sonora caracterizada por una variación local de densidad $\Delta\rho$ y por ello también de su índice de refracción efectivo n_{eff}

$$P_{st} = -\frac{1}{2} c_e \langle |\vec{E}|^2 \rangle \quad (2.43)$$

Donde c_e es la constante electrostrictiva del material, que de acuerdo con la ley de Lorentz-Lorenz [12], se puede calcular como:

$$c_e = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad (2.44)$$

Las variaciones de presión ocasionadas en la fibra provocan que se produzca una variación de la densidad del medio, $\Delta\rho$, y como consecuencia se produce una variación de la constante dieléctrica de acuerdo con:

$$\Delta\varepsilon = \frac{C_e}{\rho_0} \Delta\rho \quad (2.45)$$

Siendo ρ_0 la densidad del material en ausencia de electrostricción. Como consecuencia de este proceso, las variaciones de densidad en el medio $\Delta\rho$ se traducen en la aparición de una onda acústica, y por ello se encuentran gobernadas por las leyes propias de la acústica [20]:

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} + 2\Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} - v_a^2 \nabla^2 \Delta\rho = \nabla^2 \rho_{st} \quad (2.46)$$

Donde recordemos que ρ_{st} presenta una dependencia cuadrática con el campo eléctrico (ver ecuación 2.43) y Γ_B es el coeficiente de amortiguamiento acústico [20]. El efecto de la onda acústica sobre la propagación de las dos ondas ópticas presentes en la fibra se trata a través de las variaciones de la constante dieléctrica que se producen conforme a la ecuación 2.45. La componente no lineal de la polarización se calcula entonces de la forma:

$$\vec{P}_{NL}(r, t) = \Delta\varepsilon \vec{E}(r, t) = \frac{C_e}{\rho_0} \Delta\rho(z, t) \vec{E}(r, t) \quad (2.47)$$

No obstante, la resolución matemática de forma completa del proceso de difusión Brillouin estimulada requiere la consideración de tres ecuaciones diferenciales acopladas, a saber: dos de estas ecuaciones reflejan la propagación de la onda de bombeo y de la onda Stokes, más otra ecuación adicional que nos proporciona la variación de la onda acústica a lo largo del medio (ecuación 2.46). Considerando que las polarizaciones son idénticas para las ondas de bombeo y la onda Stokes, según el vector unitario x , podemos escribir las ecuaciones de propagación de ambos campos como se indica en la referencia [20].

$$A_p(r, t) = \hat{x} \frac{1}{2} A_p(z, t) \exp(j(w_p t - k_p z)) + c.c \quad (2.48)$$

$$A_s(r, t) = \hat{x} \frac{1}{2} A_s(z, t) \exp(j(w_s t - k_s z)) + c.c \quad (2.49)$$

Además, de forma habitual se supone que la onda acústica tiene la forma:

$$\Delta\rho(z, t) = B(z, t) \exp(j(\Omega t - k_B z)) + c.c. \quad (2.50)$$

Con lo que podemos reescribir las ecuaciones acopladas en términos de las amplitudes de variación lenta de la forma [15]:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_p = -\frac{jK_p c_e}{4\epsilon_0} B A_s \exp(j\Delta K_z) \quad (2.51)$$

$$-\frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_s = \frac{jK_s c_e}{4\epsilon_0} B^* A_p \exp(-j\Delta K_z) \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{\Gamma_B}{v_A} B + \frac{\Omega - j\Gamma_B}{\Omega v_A} \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{jK_B c_e}{2v_A^2 n\epsilon_0 c} A_p A_s^* \exp(-j\Delta K_z) \quad (2.53)$$

Siendo ΔK un término de desfase por unidad de longitud que se calcula como $\Delta K = k_p + k_s - k_B$. Este término de desfase es pequeño cuando la frecuencia de la onda acústica es cercana al desplazamiento Brillouin de la fibra considerada ($\Omega \approx \Omega_B$). Es precisamente en estos casos cuando se produce una amplificación significativa de la onda Stokes, mientras que en el resto de los casos la acumulación de este desfase a lo largo de la distancia de fibra hace que la amplificación Brillouin sea menos eficiente.

Por ello es importante resaltar que sólo se produce amplificación de forma significativa de la onda Stokes cuando la diferencia entre la frecuencia de dicha onda Stokes y la onda de bombeo es cercana al desplazamiento Brillouin propio de la fibra en cada punto de la misma. La forma del espectro de ganancia Brillouin puede deducirse a partir de las ecuaciones 2.52 - 2.53 anulando la dependencia temporal ($\partial/\partial t = 0$). En este caso inmediato obtener la expresión de la amplitud de la onda acústica y sustituirla en las ecuaciones de propagación de las dos ondas ópticas. La ecuación que gobierna la onda acústica en función de la distancia es [20]:

$$\begin{aligned} B(z) &= -\frac{jK_B c_e}{2v_A \Gamma_B n\epsilon_0 c} A_p A_s^* \frac{\exp(-j\Delta K_z)}{1 - j(\Delta K v_A / \Gamma_B)} \\ &= -\frac{jK_B c_e}{2v_A \Gamma_B n\epsilon_0 c} A_p A_s^* \frac{\exp(-j\Delta K_z)}{1 - j(2\Delta v / \Delta v_B)} \end{aligned} \quad (2.54)$$

Donde $\Delta v_B = \Gamma_B / \pi$ es el ancho a mitad de altura de la curva de ganancia Brillouin. Mientras que las ecuaciones que gobiernan las ondas de bombeo y Stokes en función de la distancia son:

$$\frac{dA_p}{dz} = -\frac{g_B}{2\Delta_{eff}} \frac{|A_s|^2}{1 - 2j(\Delta v / \Delta v_B)} A_p - \frac{\alpha}{2} A_p \quad (2.55)$$

$$\frac{dA_S}{dz} = \frac{g_B}{2\Delta_{eff}} \frac{|A_P|^2}{1 + 2j(\Delta\nu / \Delta\nu_B)} A_S + \frac{\alpha}{2} A_S \quad (2.56)$$

Donde $\Delta\nu$ es la separación de la frecuencia de la onda Stokes respecto a la frecuencia correspondiente al desplazamiento Brillouin, o matemáticamente, $\Delta\nu = \nu_P - (\nu_B + \nu_S)$, siendo ν_B el desplazamiento Brillouin y ν_S la frecuencia de la onda Stokes, y valores típicos de estos dos parámetros para fibras estándar son $\nu_B \approx 10 - 12$ GHz, y $\Delta\nu_B \approx 30 - 50$ MHz. Por otra parte, g_B es el valor máximo de la ganancia Brillouin y tiene el valor indicado en la ecuación 2.57 [15], sin tener en cuenta el efecto de la polarización de la señal sobre dicho valor máximo de ganancia. Este hecho lo consideraremos más adelante:

$$g_B = \frac{qKc_e^2}{4\epsilon\Gamma_B \nu_A \rho_0 n \epsilon_0 c_0} = \frac{2\pi m^7 p_{12}^2}{c_0 \lambda_p \rho_0 \nu_A \Delta\nu_B} \quad (2.57)$$

Donde p_{12} es el coeficiente elasto-óptico longitudinal y donde $c_e = n^4 \epsilon_0 p^{12}$.

A partir de las ecuaciones 2.55 y 2.56, y con un procedimiento semejante al que hemos llevado a cabo con las ecuaciones acopladas para el efecto Raman, es directa la obtención del modelo de intensidad de las ondas de bombeo y Stokes [20]:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha I_p - g_B(\Delta\nu) I_s I_p \quad (2.58)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha I_s - g_B(\Delta\nu) I_p I_s \quad (2.59)$$

Donde $g_B(\Delta\nu)$ es el espectro de la ganancia Brillouin, que tiene forma lorentziana [20]:

$$g_B(\Delta\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B)^2}{(\Delta\nu)^2 + (\Delta\nu_B / 2)^2} \quad (2.60)$$

Observando la ecuación 2.58 y la ecuación 2.59 es posible comprobar que en ausencia de pérdidas ($\alpha = 0$), se verifica que $d(I_p - I_s)/dz = 0$, lo que implica que la diferencia $I_p - I_s$ se mantiene constante a lo largo de toda la fibra.

En la ecuación 2.58 y en la ecuación 2.59 se asume de forma implícita que las ondas de bombeo y Stokes están linealmente polarizadas en la misma dirección a lo largo de toda la fibra óptica, lo cual solo es cierto en el caso de que se utilice fibra mantenedora

de polarización. En el caso de utilizar fibra estándar de telecomunicación, para que se cumpla esta condición, es necesario introducir sistemas que permitan realizar el ajuste de polarización.

Bajo el supuesto de que no existe agotamiento de bombeo el valor de la potencia de la onda Stokes en $z = 0$ (onda que recordemos se introduce en $z = L$), se obtiene a partir de la ecuación 2.59, suponiendo un decaimiento exponencial de la intensidad de la señal de bombeo con la distancia debido a la atenuación ($I_p(z) = I_p(0) \cdot \exp(-\alpha z)$). En estas condiciones, la intensidad de la onda Stokes en $z = 0$ será:

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(\frac{g_B(\Delta\nu)P_o L_{eff}}{\Delta\nu_{eff}} - \alpha L\right) \quad (2.61)$$

Donde $P_o = I_p(0)A_{eff}$ es la potencia de bombeo en el extremo de entrada de la fibra. En la ecuación 2.61 es posible apreciar que la onda Stokes, por ser una onda contra-propagante a la onda de bombeo, crece de forma exponencial en la dirección de z decreciente debido a la amplificación Brillouin.

En cuanto a la potencia umbral, a diferencia del efecto Raman (ecuación 2.32), en el efecto Brillouin depende fuertemente del ancho de línea de la fuente empleada como bombeo [27], siendo menor este umbral cuanto menor sea el ancho de línea de la fuente empleada, tal y como se muestra en la ecuación 2.62. El efecto Brillouin se produce en las fibras a partir de una potencia de bombeo de aproximadamente 1 mW, lo que da una idea de la eficiencia de la interacción [15].

$$P_{th} = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \left(1 + \frac{\Delta\nu_S}{\Delta\nu_B}\right) \quad (2.62)$$

Debido a que el umbral para que se produzca el efecto Brillouin en fibras ópticas es muy bajo, es un efecto dominante sobre otros en las fibras ópticas. Por este motivo es importante conocer qué implicaciones tiene este efecto en los actuales sistemas de comunicaciones ópticas. En el apartado positivo, como ya hemos mencionado con anterioridad, hay que resaltar que el *Scattering* Brillouin se ha utilizado en investigación con varios fines, una vez que se han ido comprendiendo sus fundamentos físicos. En este sentido, como ya hemos citado, ha sido utilizado para el desarrollo de amplificadores de banda estrecha [23], para realizar filtrado de banda estrecha [24], para el desarrollo de Analizadores de Espectro Óptico de Alta Resolución (BOSA- Brillouin Optical Spectrum Analyzer) [28] [29], y también para el desarrollo de sensores

distribuidos de fibra óptica válidos para la medida de la tensión y la temperatura, como el que nos ocupa en este trabajo.

Capítulo 3:

BOTDA: Fundamentos y estado del arte

3.1 Introducción

Este trabajo consiste en la mejora de un sistema sensor BOTDA en términos de rango. Es por esto, que en este capítulo, presentaremos los conceptos básicos en los que se fundamenta un sensor distribuido de fibra óptica basado en SBS, describiendo la técnica en la que apoyamos su funcionamiento. Desafortunadamente, cuando intentamos mejorar el rango y/o la resolución de un BOTDA surgen algunos problemas asociados. Se realizará una breve descripción de las soluciones propuestas hasta el momento para intentar evitar estos fenómenos.

3.2 Fundamentos

BOTDA es una técnica de sensado sobre fibra óptica que permite realizar medidas distribuidas de tensión y temperatura sobre decenas de kilómetros con resoluciones alrededor de pocos metros dependiendo de la longitud de sensado. La base de la técnica es el SBS, ya descrita en la sección 2.4. Las medidas de tensión y temperatura están ligadas al hecho de que estas magnitudes tienen una dependencia lineal con la variación del BFS [30] [31].

En las últimas dos décadas esta técnica de medida ha suscitado gran interés en los sectores académicos e industriales y ha sido ya aplicada en escenarios reales de sensado y monitorización (edificios, tuberías, presas...) demostrando su funcionamiento y eficacia.

Los sistemas BOTDA necesitan dos ondas contra-propagantes [26], ya que la ganancia Brillouin es máxima en la dirección contraria a la dirección de propagación de la onda que lo genera. A una de estas ondas se le denomina onda de bombeo, es pulsada y tiene intensidad suficiente como para generar *Scattering* Brillouin, es decir, una banda de ganancia o amplificación que presenta un desplazamiento de frecuencia respecto a la onda de bombeo que lo genera, dependiendo este desplazamiento de frecuencia de la temperatura y/o el tensión. La otra señal, que es una señal continua, es amplificada si la frecuencia de la misma está dentro de la banda de ganancia generada por la onda de bombeo. A esta onda se le denomina onda de sonda. El esquema básico de estos sistemas es el mostrado en la figura 3.1.

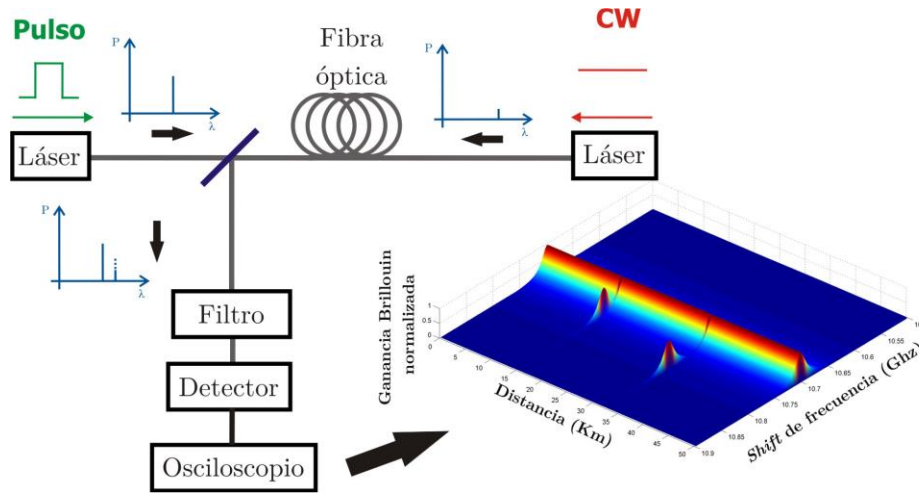


Fig. 3.1 Esquema básico de un sistema BOTDA.

El efecto Brillouin en la fibra óptica se manifiesta cuando se introduce en ésta una señal de frecuencia f_p , de anchura de línea pequeña, menor de 1 GHz [11], y de intensidad adecuada, apareciendo bajo este supuesto dos nuevas bandas de frecuencia denominadas banda Stokes y banda anti-Stokes. Estas dos bandas están separadas la misma frecuencia ν_B respecto de la onda de bombeo que las genera, siendo $f_p - \nu_B$ la frecuencia de la onda Stokes, y $f_p + \nu_B$ la frecuencia de la onda anti-Stokes. En la figura 3.2 mostramos una representación teórica del espectro para una longitud de onda de la señal de bombeo próxima a 1550 nm y fibra estándar de telecomunicaciones. En la representación se pueden apreciar las tres ondas a las que hemos hecho referencia: la onda de bombeo con longitud de onda λ_p , o frecuencia f_p , que es la onda de mayor energía, y las dos bandas producidas por *Scattering* Brillouin, la banda Stokes y la banda anti-Stokes. Tal y como se muestra en la representación, la separación en frecuencia respecto de la onda de bombeo de las bandas Stokes y anti-Stokes es exactamente la misma y coincide con el valor ν_B de la fibra. Por último, denotamos mediante $\Delta\nu_B$ a la Anchura a Mitad de Altura (FWHM-Full Width at Half Maximum) de las curvas Stokes y anti-Stokes.

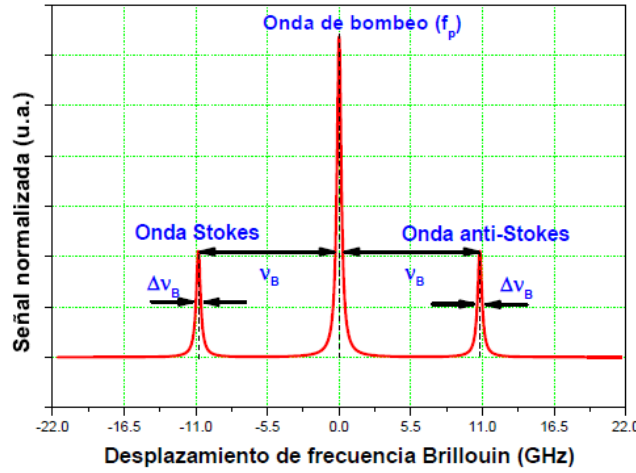


Fig. 3.2 Espectro de las señales involucradas en el fenómeno del Scattering Brillouin. Estas señales, la Stokes y la Anti-Stokes, se encuentran separadas respecto de la onda de bombeo una frecuencia v_B , que depende del tipo de fibra óptica en la que se genere Scattering Brillouin, y de la longitud de onda de la propia señal de bombeo.

El valor del desplazamiento de frecuencia Brillouin es un parámetro dependiente del tipo de fibra óptica que se esté utilizando ya que varía con sus características no lineales, pero también depende de la longitud de onda que se utilice para la señal de bombeo. Dicho desplazamiento de frecuencia puede calcularse, para cada punto de la fibra óptica, como se muestra en la ecuación 3.1:

$$v_B(z) = \pm \frac{2n_{eff}(z)v_A(z)}{\lambda_p} \quad (3.1)$$

Donde λ_p es la longitud de onda del bombeo, n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la fibra y v_A es la velocidad acústica en la fibra [11]. Cualquier perturbación que cambie la velocidad acústica de la fibra óptica o el índice de refracción efectivo producirá un cambio en el valor de v_B , y su variación podrá ser medida y relacionada con el parámetro físico concreto, que ha producido dicha variación.

Hemos considerado como potencia umbral estándar para la generación de *Scattering* Brillouin, tal y como hemos descrito en el capítulo 2, la que se recoge en la referencia bibliográfica [11]. Suponiendo que $\alpha L \gg 1$, se puede aproximar la potencia de bombeo mínima para la aparición de dicho *Scattering* Brillouin tal y como indica la ecuación 3.2, aproximación válida en el supuesto de que la anchura de línea de la fuente de bombeo es muy pequeña comparada con la anchura de la curva de ganancia Brillouin:

$$P_{th} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (3.2)$$

Se puede observar en la ecuación 3.2, que cuanto mayor sea la longitud efectiva de fibra existe un mayor recorrido en el que se produce interacción no lineal con lo que la potencia umbral necesaria para la generación de *Scattering* Brillouin es menor, y por otra parte, cuanto mayor sea el área efectiva la densidad de potencia óptica en el interior de la fibra óptica es menor, con lo que la potencia umbral para que se produzca ganancia Brillouin aumenta. Por último, también existe dependencia de la potencia umbral con el valor de la ganancia Brillouin, que es un parámetro propio de la fibra. En este caso la dependencia es inversa: cuanto mayor sea el valor de la ganancia Brillouin, menor es la potencia umbral necesaria para la generación de este fenómeno. El valor del parámetro g_B depende del tipo de fibra, así como de la concentración de dopantes de la misma. Con los valores típicos de una fibra de dispersión desplazada ($L_{eff} \approx 22$ km, $A_{eff} \approx 50 \mu m^2$ y $g_B \approx 5 \cdot 10^{-11} m \cdot W^{-1}$) el valor de la potencia umbrales de $P_{th} \approx 1$ mW.

Cuando se alcanza el umbral de potencia a partir del cual se genera SBS en la fibra óptica, se produce una cierta transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda Stokes, como hemos descrito en el capítulo 2. Las características espectrales que presenta la curva de ganancia Brillouin la hacen apropiada para la implementación de diferentes sistemas ópticos. Como decíamos, todas estas posibles aplicaciones se basan en la propia naturaleza del SBS.

Gráficamente, el efecto de *Scattering* Brillouin sobre el espectro de frecuencia se puede representar como mostramos en la figura 3.3. La onda de bombeo Brillouin de intensidad suficiente y de anchura de línea pequeña genera una amplificación de banda estrecha. El ancho de la banda de la ganancia Brillouin para una onda de bombeo pulsada está comprendido entre los 30 y los 50 MHz, y el desplazamiento de frecuencia entre la onda de bombeo y la curva de ganancia Brillouin, que se calcula mediante la ecuación 3.1, está comprendido entre los 10 y los 13 GHz, aunque ambos dependen de la longitud de onda que presente la señal de bombeo y del tipo de fibra óptica que se empleé. Si la curva de ganancia Brillouin se encuentra a la misma frecuencia que otra señal óptica, esta última será amplificada, salvo que existiera saturación de la ganancia. Esta amplificación de banda estrecha permite la realización de filtros ópticos muy selectivos en frecuencia. Y por cambiar el desplazamiento de frecuencia entre la onda de bombeo y la onda Stokes con la variación de la temperatura y la tensión, debido a

que ambas magnitudes físicas provocan un cambio en la velocidad acústica de la fibra v_A , puede utilizarse este fenómeno para el desarrollo de sensores distribuidos de fibra óptica aptos para la monitorización de estas dos magnitudes físicas.

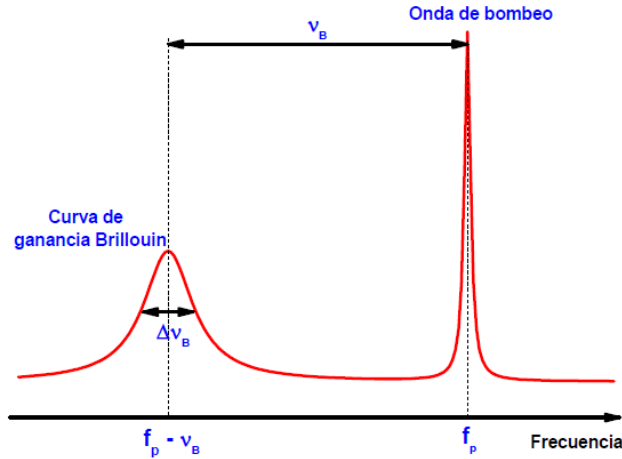


Fig. 3.3 Onda de bombeo y curva de ganancia Brillouin desplazada una frecuencia v_B . El valor del desplazamiento de frecuencia está relacionado directamente con el valor tanto de temperatura como de tensión, con lo que mediante la determinación de este desplazamiento de frecuencia es posible determinar la temperatura o el tensión dependiendo de la configuración que tenga el sistema.

Para el desarrollo de un sensor de tensión y temperatura basado en SBS, tal y como ilustramos en la figura 3.4 se utilizan dos señales contra-propagantes entre ellas, ya que como hemos descrito en el capítulo 2, el *Scattering* Brillouin es máximo en el sentido contrario al sentido de propagación de la onda de bombeo. La onda de bombeo, es pulsada y tiene intensidad suficiente como para generar ganancia Brillouin en la fibra óptica y tiene una frecuencia f_p . A esta señal, en la figura 3.4 la hemos representado como un pulso de color verde, que se propaga desde la izquierda hacia la derecha. La otra señal, la onda de sonda, es de menor intensidad y frecuencia y es una onda continua (CW). En la figura, la onda de sonda se propaga desde la derecha hacia la izquierda y es de color rojo. El sistema se ajustará para que la onda de sonda presente un desplazamiento de frecuencia, respecto de la onda de bombeo, igual al valor que tenga el parámetro v_B de la fibra óptica que estemos utilizando como medio de monitorización, con lo que su frecuencia tendrá que ser $f_p - v_B$. La onda de bombeo generará la curva de ganancia Brillouin, justamente a la frecuencia $f_p + v_B$, que amplifica, conforme dicho pulso de bombeo se va propagando por la fibra óptica a la onda de prueba. Hemos representado este fenómeno de amplificación en la figura haciendo más alta la onda continua. Este proceso continúa a lo largo de toda la fibra óptica mientras la

onda de bombeo siga teniendo intensidad suficiente como para generar SBS cuando en la fibra no exista una “sección inhomogénea”, entendiendo la misma como una zona de la fibra óptica en la que se produzca una variación de tensión o de temperatura, y que dé lugar a una variación local del índice de refracción efectivo. El valor del desplazamiento de frecuencia en la zona en la que se ha producido la variación de tensión o temperatura cambia al nuevo valor ν_B' . Por tanto, la onda de sonda, con frecuencia $f_p - \nu_B$ ya no se verá amplificada, ya que en la zona donde se encuentra presente la “sección inhomogénea”, la curva de ganancia Brillouin se encontrará centrada a una nueva frecuencia $f_p - \nu_B'$. El hecho de no producirse amplificación en la zona que se encuentra la “sección inhomogénea” a la frecuencia $f_p - \nu_B$ lo hemos representado como una línea más baja exactamente en la zona en la que se encuentra dicha “sección inhomogénea”. Sin embargo, ajustando el desplazamiento de frecuencia de la onda de sonda al nuevo desplazamiento de frecuencia ν_B' , que existe en la “sección inhomogénea”, se observará que no existe amplificación en ninguna zona de la fibra óptica que se encuentre en las condiciones iniciales de reposo, excepto en la propia “sección inhomogénea”. Este cambio de frecuencia lo hemos denotado con el color naranja en la figura.

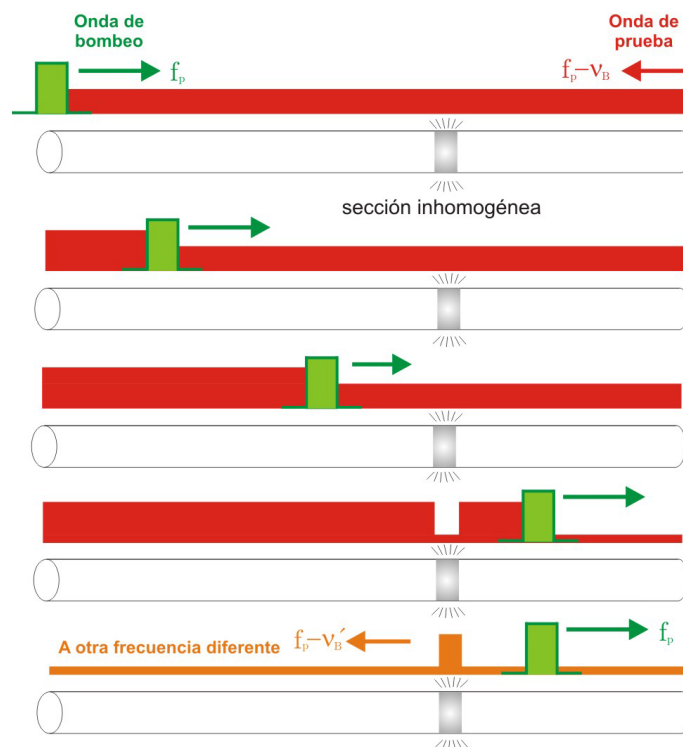


Fig. 3.4 Esquema de funcionamiento de un sistema BOTDA en el que están presentes las dos señales, contra-propagantes entre ellas: la onda de bombeo, que es una onda pulsada de intensidad suficiente como para general SBS en la fibra óptica y una señal continua que tiene un desplazamiento de frecuencia respecto de la señal de bombeo el valor ν_B propio de la fibra óptica. En la figura, la onda de bombeo está representada como un pulso de color verde, de frecuencia f_p , y se propaga desde la izquierda hacia la derecha. Por otra parte, la onda de sonda, está representada en color rojo, tiene frecuencia $f_p - \nu_B$, y se propaga desde la derecha hacia la izquierda. La nueva onda de prueba de frecuencia $f_p - \nu_B'$ está representada en color naranja.

El desplazamiento de frecuencia existente entre la frecuencia de la onda de bombeo y la frecuencia de la onda de sonda depende, como ya hemos citado, de la temperatura y de tensión, siendo esta dependencia lineal con ambos parámetros como muestra la figura 3.5.

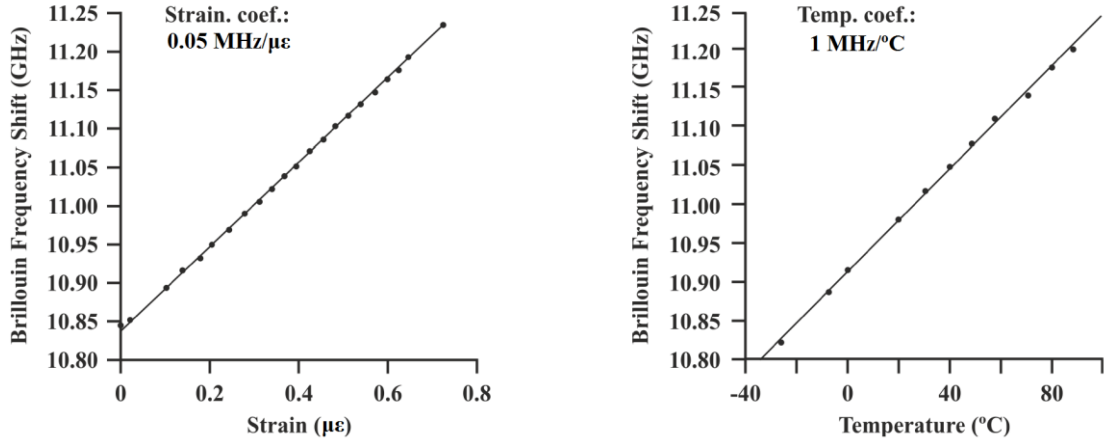


Fig. 3. 5 Dependencia del DSF con la tensión y la temperatura.

De este modo, como se encuentra recogido en la referencia [32] se puede escribir la relación de la variación del parámetro ν_B , medido en MHz, en cada punto de la fibra óptica y la temperatura como muestra la ecuación 3.3.

$$\nu_B(T) = C_T T + \nu_{B0} \quad (3.3)$$

Donde C_T es el coeficiente de temperatura, expresado en MHz/°C, con T la temperatura en °C, y ν_{B0} es la frecuencia Brillouin de referencia. El valor del coeficiente de temperatura depende de la longitud de onda de bombeo y levemente del tipo de fibra óptica con el que se esté trabajando [33]. En esta fuente se facilita un coeficiente de temperatura C_T de valor 1.36 MHz/°C, medido sobre una fibra óptica estándar, a una longitud de onda de bombeo de 1.32 µm, haciendo referencia a que el valor de dicho coeficiente de temperatura decrece ligeramente con el contenido en GeO2 de la fibra óptica. Sin embargo, para una longitud de onda de la señal de bombeo de 1550 nm, que es donde hemos desarrollado nuestro trabajo, el coeficiente de temperatura es 1.05 MHz/°C [34].

Del mismo modo, se puede escribir la relación de la variación del parámetro ν_B , medida en MHz, en cada punto de la fibra óptica con la tensión como muestra la ecuación 3.4.

$$v_B(\varepsilon) = C_\varepsilon \varepsilon + v_{B0} \quad (3.4)$$

Donde C_ε es el coeficiente de tensión, medido en MHz/% ó en MHz/ $\mu\varepsilon$, es la tensión expresado en tanto por ciento o en $\mu\varepsilon$, y v_{B0} es la frecuencia Brillouin de referencia en MHz. El valor del coeficiente de tensión que se facilita en la referencia [33], al igual que en el caso de la temperatura para una longitud de onda de bombeo de 1320 nm, tiene el valor de 594.1 MHz/ %. Para nuestra longitud de onda de bombeo de interés, esto es, 1550 nm, el valor de este coeficiente de tensión es de 490 MHz/% [34]. Como podemos observar, ambos coeficientes (de temperatura y de tensión) presentan un valor inferior a la longitud de onda de bombeo de 1550 nm respecto a la longitud de onda de bombeo de 1320 nm, razón por la que el BOTDA es menos sensible a la longitud de onda de bombeo más alta. Sin embargo, en el desarrollo del sensor BOTDA que hemos llevado a cabo, hemos optado por la utilización de la longitud de onda de 1550 nm.

Una vez que hemos descrito el funcionamiento cualitativo de los sensores BOTDA procedemos a describir de forma esquematizada la configuración general de cualquier sistema BOTDA. Esta configuración es la que mostramos en la figura 3.1. Tal y como se ha descrito, en cualquier sistema BOTDA se encuentran involucradas dos señales: la onda de bombeo y la onda de sonda. La onda de bombeo, como ya hemos comentado es una señal pulsada que tiene intensidad suficiente como para generar amplificación Brillouin en la fibra óptica. Esta señal óptica es la que viaja de izquierda a derecha (ver la figura 3.1). Esa amplificación se produce en sentido contra-propagante a la onda de bombeo que lo genera. Exactamente en esa misma dirección (de derecha a izquierda) se propaga otra señal, que hemos denominado onda de sonda que es una onda continua y que va a ser amplificada por efecto Brillouin.

El funcionamiento de los sistemas BOTDA como sensores de tensión y de temperatura se basa en la determinación de la frecuencia a la cual se produce el máximo de ganancia Brillouin, es decir, el parámetro v_B , ya que como hemos mencionado antes, este valor se relaciona directamente con ambas magnitudes físicas [33]. Para determinar este parámetro v_B se hace imprescindible la realización de barridos en frecuencia, entendiéndose estos barridos en frecuencia como la variación de la frecuencia de la onda de sonda, que hemos denominado f_{prueba} en la figura 3.6, ya que mediante la variación de la frecuencia de esta señal cambia la separación en frecuencia entre la

misma y la onda de bombeo, manteniendo fija la frecuencia de esta última señal (al variar f_{prueba} gráficamente en la figura 3.6 lo que hacemos es mover hacia la derecha o hacia la izquierda el espectro de la onda de sonda, que hemos representado en color rojo). Cuando la diferencia de frecuencia entre la onda de bombeo y la onda de sonda es exactamente ν_B hertzios, la onda de sonda se encontrará sobre el máximo de ganancia Brillouin (ver figura 3.6), con lo que dicha onda de sonda sufrirá la amplificación máxima por SBS. Conforme la diferencia de frecuencia entre ambas ondas cambia respecto al valor ν_B , bien sea por un aumento o una disminución de la misma, la señal estará sometida a una amplificación menor, hasta llegar a una determinada frecuencia en que la onda de sonda no sufrirá amplificación alguna. En este punto, la onda de sonda se encuentra fuera de la curva de ganancia Brillouin.

Como hemos descrito previamente, el parámetro ν_B , que mide la diferencia de frecuencia existente entre la onda de bombeo y la curva de ganancia Brillouin, depende la longitud de onda de la señal de bombeo, del índice de refracción efectivo n_{eff} de la fibra en cada punto de la misma, de la velocidad de la onda acústica en la fibra ν_A , así como de defectos de fabricación o de variación longitudinal en la concentración de dopantes. Esto implica que el parámetro ν_B no es en general el mismo en cada punto de la fibra, y dependerá de la tensión y de la temperatura. Manteniendo constante la potencia de la onda de sonda, y variando su frecuencia (en el entorno de ν_B) es posible representar la curva de ganancia Brillouin, que como decimos, tiene implícitamente información acerca de la tensión y de la temperatura. A partir de la curva de ganancia Brillouin (para cada punto de medida de la fibra) es posible obtener a qué frecuencia se produce el máximo de ganancia (respecto a la frecuencia de la onda de bombeo) y relacionar éste, mediante una calibración, con la tensión y la temperatura. Por este motivo, las trazas de medida de los sistemas BOTDA son trazas en tres dimensiones: una de ellas es la ganancia Brillouin, que se representa sobre el eje z ; otra de las dimensiones es el eje de frecuencias, donde se muestran las frecuencias utilizadas para realizar el barrido, y que normalmente se indica sobre el eje x y por último se señala el eje de tiempos, que a través de la velocidad de propagación de la luz en la fibra óptica, se relaciona con la posición exacta de la fibra. Esta última información se representa normalmente sobre el eje y .

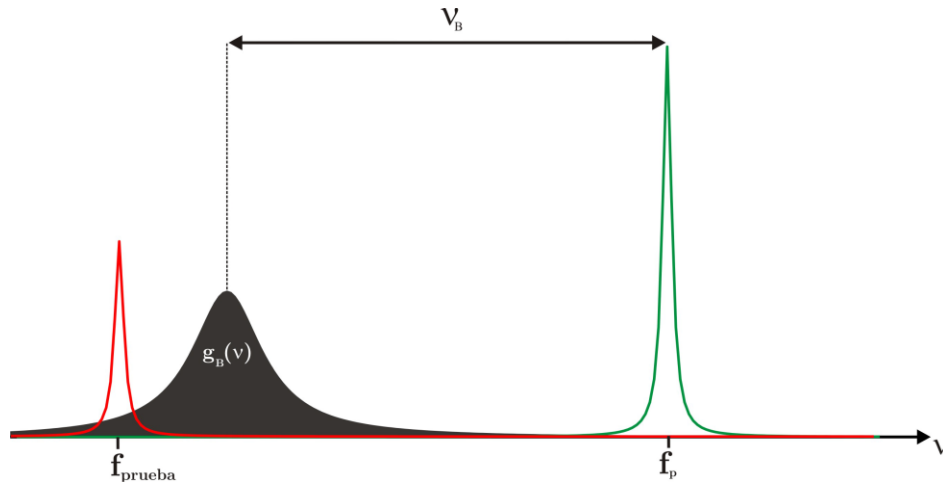


Fig. 3.6 Señales involucradas en el sistema BOTDA: onda de bombeo de frecuencia f_p , onda sonda de frecuencia f_{prueba} y curva de ganancia Brillouin con perfil Lorentziano. La curva de ganancia Brillouin se encuentra separada respecto a la onda de bombeo una frecuencia v_B hertzios. El valor del desplazamiento de frecuencia entre la onda de bombeo y la curva de ganancia Brillouin cambiará de valor a v_B' en el caso de que se produzca alguna variación de tensión o de temperatura, de acuerdo con las ecuaciones 3.3 y 3.4. Mediante la variación de la frecuencia de la señal de sonda (f_{prueba}), manteniendo constante su potencia, es posible representar el perfil de la curva de ganancia Brillouin, que porta de forma implícita, información sobre las dos magnitudes físicas que acabamos de mencionar.

En la figura 3.7 se muestra la representación de una traza simulada de un sensor BOTDA. Como comentábamos en las líneas anteriores, se trata de una representación en las tres dimensiones ya citadas, en las que se han simulado dos “secciones inhomogéneas”. Cuando se produce una “sección inhomogénea”, se entiende ésta como un cambio en la tensión o en la temperatura, se produce una variación del parámetro v_B en la correspondiente posición de la fibra óptica. Se producirá tanto mayor cambio en el parámetro v_B cuanto mayor sea el cambio en las magnitudes de tensión y/o temperatura, siguiendo la ecuación 3.4 y la ecuación 3.3, respectivamente.

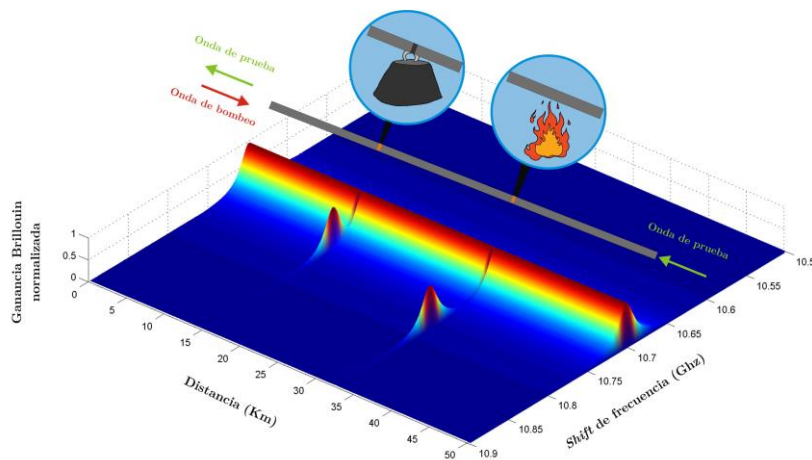


Fig. 3.7 Representación de una traza teórica de BOTDA sobre la que se han simulado dos cambios: uno de tensión y otro de temperatura. La primera sección “inhomogénea” se encuentra en el kilómetro 15, y se trata una variación de tensión que ha dado lugar a un desplazamiento de frecuencia de 35 MHz, y la segunda se encuentra en el kilómetro 32.5 y se trata de una variación de temperatura que ha dado lugar a un desplazamiento de frecuencia de 80 MHz. Teniendo en cuenta las calibraciones de un sensor del mismo tipo referenciado en [34] se trataría de un tensión de $714 \mu\epsilon$ mientras que el cambio de temperatura sería de 76.2°C .

Un BOTDA puede trabajar en dos configuraciones distintas [26]:

1. **Ganancia Brillouin:** En esta estructura de BOTDA, la onda pulsada (a frecuencia ν_p) actúa como la onda de bombeo para la amplificación Brillouin y la onda continua (en $\nu_p - \Delta\nu$) como sonda. El pulso de bombeo genera una banda de ganancia cuya máxima frecuencia será desplazada hacia abajo una cantidad igual a $\nu_p - \nu_B$ (Figura 3.8). Cuando la señal de sonda toma el valor del BFS, es amplificada por la interacción SBS.
2. **Atenuación Brillouin:** En esta configuración, la señal pulsada (a frecuencia ν_p) actúa como la señal de sonda. Así, la señal continua es la señal de bombeo del proceso SBS, y será necesario que esté situada a la frecuencia (figura 3.8) [35]. De la misma manera que la configuración de ganancia Brillouin, cuando la diferencia de frecuencia entre ambas ondas es igual a BFS, aparecerá una amplificación, aunque en este caso es el pulso que es amplificado a expensas del agotamiento de la señal continua.

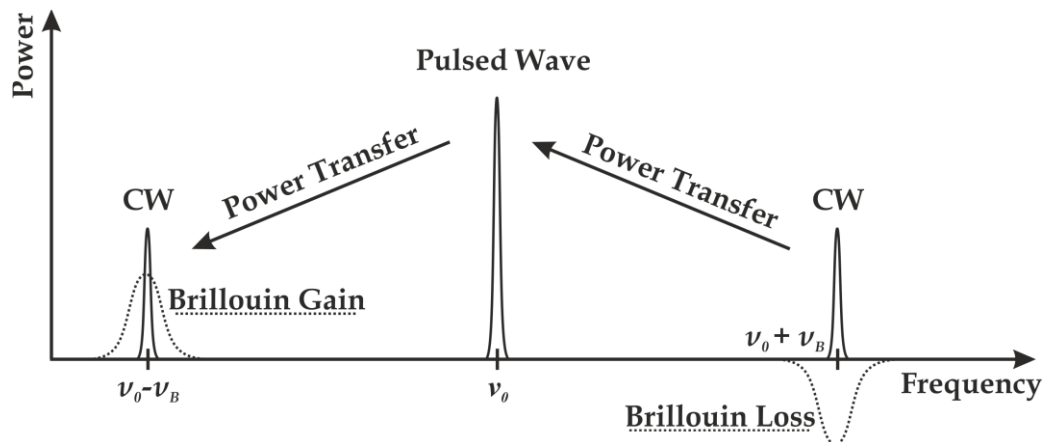


Fig. 3.8 Generación de las curvas de Ganancia y Atenuación Brillouin.

3.3 Parámetros de los sistemas BOTDA

Las propiedades de un BOTDA (resolución espacial de medida, longitud total de monitorización, etc) se configuran en función de la aplicación a la que esté destinado el sistema. Además, en el momento de llevar a cabo el diseño del sistema es imprescindible tener en cuenta factores como son: la atenuación de la fibra óptica, la longitud de onda de bombeo, la longitud total de monitorización o el tiempo de adquisición. Estos últimos factores van a condicionar las potencias ópticas de las distintas señales que van a estar presentes en el sistema y las resoluciones longitudinales de medida respectivamente. Para los usuarios, los parámetros que caracterizan la bondad del propio sistema son: la resolución y precisión en la medida, tanto de la tensión, como de la temperatura. Los parámetros resolución espacial, distancia máxima de medida, rango dinámico y tiempo de adquisición están interrelacionados, con lo que al variar algunos de ellos, se producen variaciones en otros.

3.3.1 Resolución espacial

La resolución espacial es la capacidad del sensor para discernir dos puntos adyacentes que presentan diferentes condiciones de tensión y/o temperatura. En los sistemas ópticos basados en la utilización de señales pulsadas, como el sistema que nos ocupa, la resolución espacial está directamente relacionada con la anchura temporal del pulso, o dicho de otra forma, con la distancia W que se encuentra iluminada por dicho pulso óptico. Esta distancia viene determinada por la expresión:

$$W = \tau v_g / 2 \quad (3.5)$$

donde τ es la anchura temporal del pulso óptico y v_g es la velocidad de grupo del pulso de bombeo. Como la velocidad de propagación en la fibra óptica es $v_g \approx 2 \cdot 10^8$ m/s se suele utilizar la regla práctica que 10 ns de anchura temporal de pulso corresponden a una resolución espacial de un metro. El factor 2 aparece porque en un sistema BOTDA, la señal va y vuelve, recorriendo la distancia total de fibra dos veces. Basándose en esta definición, es posible la determinación de variaciones de tensión y/o temperatura con una precisión del BOTDA del 100% siempre y cuando, esos cambios se produzcan con una separación mayor que la resolución espacial de medida. En el caso de que existiera una variación de tensión y/o temperatura a una distancia menor que la resolución de medida, ésta podría detectarse, puesto que la respuesta es local y no puntual, pero no con total precisión.

En realidad, la anchura temporal de los pulsos ópticos no es posible hacerla tan pequeña como se quiera para lograr las mejores resoluciones posibles. En situaciones convencionales, es difícil mejorar la resolución a valores inferiores a 1 metro debido a que al ensancharse el espectro se reduce la eficiencia de su ganancia Brillouin. Ilustramos la necesidad de un ancho de banda mayor conforme los pulsos ópticos son más estrechos con las representaciones teóricas de la figura 3.9. En el recuadro de la figura mostramos cinco pulsos simulados con diferentes duraciones temporales comprendidas entre los 10 ns y los 50 ns, mientras que en la representación principal se encuentran sus correspondientes espectros de frecuencia para cada una de esas duraciones temporales.

Se puede observar que cuanto más estrecho es el pulso temporal, mayor es el número de contenido espectral que tiene dicho pulso. Existe una relación entre el amortiguamiento de las ondas acústicas, o tiempo de vida de los fonones, T_B , y el FWHM de la curva de ganancia Brillouin, $\Delta\nu_B$, en la forma que indica la ecuación 3.6:

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi T_B} \quad (3.6)$$

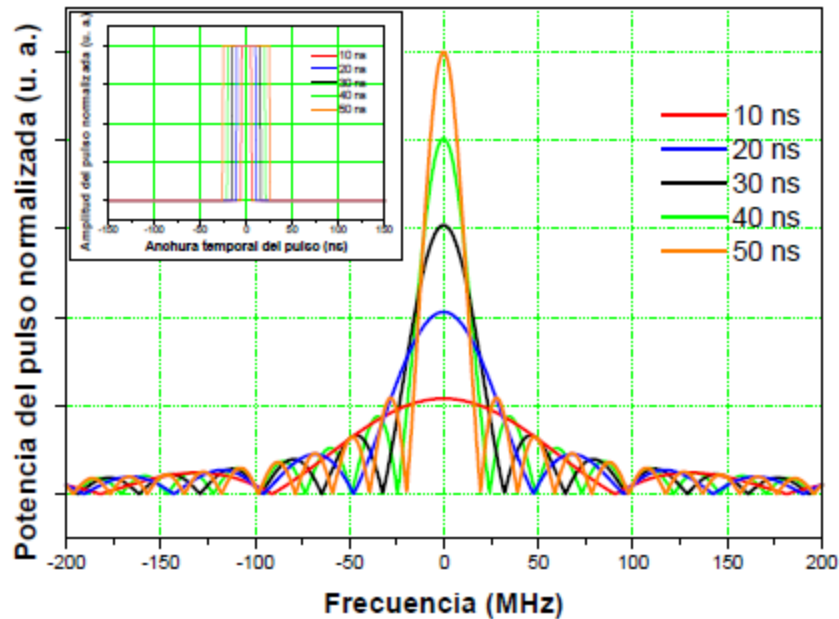


Fig. 3.9 Espectro de frecuencia simulado de los pulsos ópticos utilizados en el desarrollo del sensor.

El valor máximo de ganancia Brillouin se mantiene siempre y cuando la onda de bombeo sea continua o cuasi-continua, lo que implica que la anchura temporal de los pulsos sea relativamente grande ($\tau \gg T_B$). En este caso, la anchura espectral de la fuente

de bombeo, Δv_p , es mucho menor que la anchura de la curva de ganancia Brillouin, Δv_B . En el caso de que la anchura temporal de los pulsos sea menor que el tiempo de vida de los fonones acústicos ($\tau < T_B$) el valor del máximo de ganancia Brillouin se reduce de forma considerable. Y en el caso de que la anchura temporal de los pulsos ópticos sea menor de 1 ns, prácticamente no existe ganancia Brillouin [11]. En esta última referencia se dice que en el caso específico de utilizar una fuente de bombeo con forma espectral Lorentziana de FWHM con valor Δv_p , se puede aproximar el valor máximo de ganancia como se refleja en la ecuación 3.7:

$$\tilde{g}_B = \frac{\Delta v_B}{\Delta v_B + \Delta v_p} g_B(v_B) \quad (3.7)$$

Cuanto mayor es la anchura de la curva de ganancia Brillouin, el sensor presenta una menor resolución de medida, ya que se hace más complicada la determinación de la frecuencia a la que se produce el máximo de la misma.

Por otra parte, además de la influencia que tiene sobre la resolución espacial del BOTDA la anchura temporal del pulso de bombeo Brillouin, también influye sobre dicha resolución espacial el sistema de detección o de adquisición de datos empleado.

Así por ejemplo la frecuencia de muestreo o velocidad de toma de muestras del sistema de adquisición, que determina el número de puntos de los que se dispone a lo largo de toda la longitud de monitorización, es decisivo para que se logre mantener la resolución espacial que proporciona la anchura temporal seleccionada del pulso de bombeo Brillouin.

La resolución espacial del sensor BOTDA viene dada por el parámetro más restrictivo de los dos que acabamos de describir, lo que implica que la utilización de pulsos temporalmente estrechos no garantiza una alta resolución espacial de medida en el caso de que el sistema de detección sea lento, esto es, que no se disponga de una frecuencia de muestreo adecuada, y a la inversa, es decir, que tener una la frecuencia de muestreo adecuada, con alta velocidad en la toma de muestras no garantiza disponer de una alta resolución espacial en el caso de que el pulso óptico de bombeo Brillouin no sea temporalmente estrecho.

3.3.2 Exactitud en la medida de tensión y de temperatura

Se define la exactitud de medida como la concordancia de la medida a un valor conocido (proporcionado por un patrón). Este parámetro incluye una combinación de

errores aleatorios que es lo que determina la precisión de medida, conjuntamente con los errores sistemáticos, que están directamente relacionados con el ruido. Este último incluye los ruidos espontáneos y las desviaciones de corta duración en la salida, que también son leídas. La precisión en la medida mide la repetitibilidad del sistema, es decir, que ante entradas idénticas produzca salidas idénticas.

La precisión en la medida cuantifica la repetitibilidad del sistema bajo test frente a un patrón conocido, con el que es posible realizar la medida de la misma magnitud física.

3.3.3 Rango dinámico

El rango dinámico es la relación entre la potencia de señal máxima y mínima medible. Está íntimamente relacionado con la longitud máxima de monitorización del sensor, bajo unas determinadas condiciones de resolución espacial y de precisión de medida. Este parámetro, que en ocasiones no se tiene en cuenta, necesita de una correcta caracterización en los sistemas BOTDA con gran cantidad de kilómetros de medida, ya que la pérdida de potencia puede ser elevada, y también en aplicaciones donde la fibra óptica de monitorización se encuentre embebida dentro de la estructura a monitorizar, donde podrían producirse atenuaciones adicionales sobre la misma.

3.3.4 Frecuencia máxima de la señal pulsada

La señal que se utiliza para la generación de la onda de bombeo, tal y como ya hemos comentado, es una señal pulsada con una determinada frecuencia de repetición de los pulsos. La elección de una frecuencia de repetición apropiada es determinante para lograr un correcto funcionamiento del sistema BOTDA, ya que es imprescindible que no coexistan de forma simultánea dos pulsos ópticos en el interior de la fibra óptica para que no exista *aliasing* o solapamiento entre ambos. Para lograr este fin tiene que cumplirse la condición de que el periodo de la señal pulsada (T_p) sea mayor que el tiempo que tarda un pulso óptico en recorrer dos veces la longitud total de la fibra óptica (L), ya que el pulso óptico tiene que hacer los caminos de ida y vuelta. Este periodo de señal es el mostrado en la ecuación 3.8:

$$T_p \geq 2 \frac{L}{v_g} \quad (3.8)$$

3.4 Estado del arte y limitaciones

La primera medida distribuida obtenida empleando un BOTDA fue realizada en 1990 por Kurashima et al., consiguiendo una resolución espacial de 100 m sobre 1.2 Km de fibra SMF con 3°C de incertidumbre [36]. Han pasado más de veinte años desde entonces y actualmente, debido a las mejoras de los sistemas BOTDA, normalmente es posible lograr un rango de sensado máximo de 50 km sin aplicar ninguna técnica extra [20][37]. En términos de resolución, el límite natural viene dado por la vida del fonón ($\tau_p \approx 6\text{ns}$), que establece la mínima resolución real en $\approx 1\text{ m}$.

Uno de los mayores avances en el desarrollo de los sensores BOTDA, que aumentó considerablemente la estabilidad de las medidas, fue propuesto por Niklès et al. [31]. El primer BOTDA empleaba dos fuentes laser diferentes para generar las señales de bombeo y sonda (Figura 3.1). Esta configuración tiene la gran desventaja de que si la estabilidad entre los láseres no se mantiene debido a cualquier deriva de frecuencia entre los láseres, esta se traducirá como variaciones de la interacción Brillouin. Esto lleva a una disminución del SNR o errores en la determinación de la frecuencia Brillouin.

Todos estos problemas se resolvieron usando la técnica de bandas laterales, que se basa en el empleo de un único láser para generar las señales de sonda y bombeo. El láser se modula empleando un modulador electro óptico integrado de banda ultra ancha de LiNbO3 (EOM) para obtener ondas con desplazamiento de frecuencia de doble banda lateral, como muestra la figura 3.10.

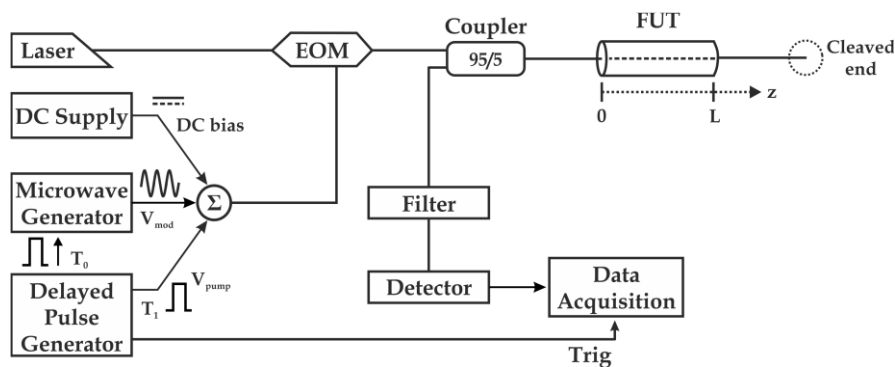


Fig. 3.10 Montaje esquemático de la técnica de doble banda lateral de un BOTDA[38]. DC: Direct Current; Trig: Trigger; Σ adder; EOM: Electro Optic Modulator; FUT: Fiber Under Test

Desde el proceso de modulación citado, un mínimo de tres ondas estarán presentes en la fibra; dos bandas laterales localizadas a una frecuencia próxima a la frecuencia Brillouin máxima de la fibra (BFS) y la onda portadora (v_p). Para reconstruir adecuadamente la BGS es necesario llevar a cabo un proceso de filtrado de las ondas no deseadas en detección, entre ellas la frecuencia de la banda que no participa en el proceso de ganancia/atenuación Brillouin y v_p . Rodríguez-Barrios et al. [39] propusieron usar una Rejilla de Bragg con forma de “W” para filtrar la banda no deseada y la portadora al mismo tiempo [40]. En la actualidad, normalmente, las bandas no deseadas se filtran usando un filtro óptico de banda estrecha y la portadora se suprime estableciendo adecuadamente el punto de trabajo del EOM. La figura 3.11 muestra el espectro de las bandas moduladas con la portadora suprimida adecuadamente.

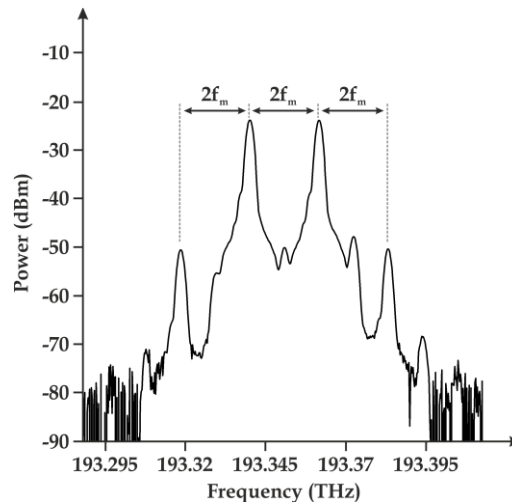


Fig. 3.11 Representación experimental del espectro de sonda con doble banda lateral con la señal de portadora suprimida.

El uso del esquema de banda lateral única [41][42] ha sido ya probado y proporciona altos beneficios combinado con diferentes esquemas de detección; detección Self-Heterodyne [43] y una configuración de atenuación Brillouin [44]. Últimamente demostramos en nuestro grupo de investigación el empleo de la detección balanceada [45] en este tipo de sensores. Este trabajo hará uso de este esquema de detección.

El incremento del rango de medida se puede relacionar directamente con el incremento de los niveles de potencia de las señales que interactúan en la fibra sensante. Incrementando los niveles de potencia, el efecto de atenuación de la fibra puede ser parcialmente superado. Este procedimiento mejora el rango de medida de sistemas

BOTDA de relativo corto rango (< 50 km), pero cuando tratamos de monitorizar por encima de 50 km, según lo dicho por Rodríguez-Barrios et al. [45] o Soto et al. [47], el rendimiento del sistema se puede ver alterado debido a efectos perjudiciales asociados; como MI y agotamiento de bombeo. Para evitar tales problemas se intenta extender el rango de medida empleando otros métodos. Como por ejemplo el uso de amplificación Raman distribuida de primer orden [48], [49] y/o de segundo orden [50]-[52] y/o codificación de pulsos [47], [53]. La amplificación Raman también introduce una transferencia substancial de Ruido Relativo de Intensidad (RIN-Relative Intensity Noise) hacia la señal de sonda. La transferencia de RIN es también considerada como una de las limitaciones importantes cuando se busca incrementar el rango de un sistema BOTDA. Recientemente, se han desarrollado láseres de bajo ruido, como Láseres de Semiconductor (≈ -140 dBc/Hz) que pueden proporcionar niveles de potencia suficientes, reduciendo el efecto de transferencia de RIN [49], aunque para algunas aplicaciones extremas no son todavía suficientemente efectivos. En este trabajo se presenta un nuevo método para conseguir por medio de la eliminación del ruido de polarización, aumentar la relación señal a ruido y de este modo también el alcance de un sensor BOTDA.

Capítulo 4:

Desarrollo experimental de un sensor distribuido BOTDA

4.1 Introducción

En este capítulo detallaremos todos los elementos utilizados, describiremos el funcionamiento en profundidad de los distintos experimentos, mostraremos los resultados obtenidos y finalmente veremos las modificaciones introducidas con objeto de optimizar el funcionamiento del montaje. También se explicará una aplicación práctica de los experimentos desarrollados.

4.2 Elementos empleados en un BOTDA

En este apartado del trabajo se detallarán todos los elementos ópticos y eléctricos que lo forman y la función que desempeñan en el sistema sensor.

4.2.1 Fuente Óptica

La fuente óptica empleada en los experimentos a desarrollar debe cumplir principalmente con la condición de que su anchura de línea sea lo suficientemente estrecha como para poder generar el fenómeno de Scattering Brillouin en la fibra sin que exista interferencia entre las señales de sonda y bombeo (separación en frecuencia de 10-11 GHz). El dispositivo utilizado emite con una anchura de línea de 1.6 MHz, condición suficiente para cumplir las especificaciones. En este caso se trata de un diodo láser de la marca QPhotonics modelo QDFBLD-1550-50 (Figura 4.1).

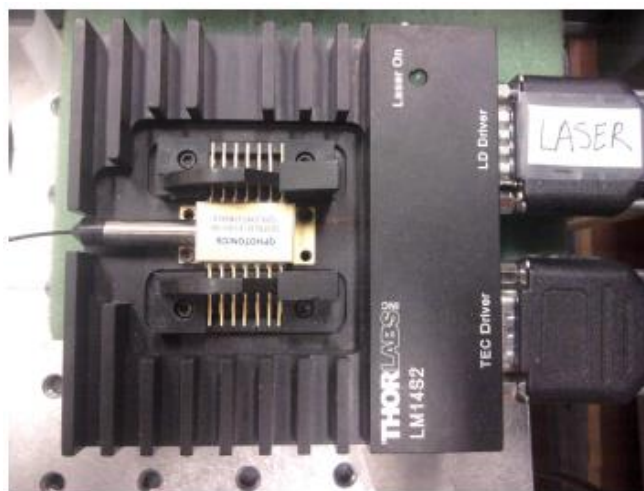


Fig. 4.1 Láser de diodo QPhotonics QDFBLD-1550-50, con zócalo de alimentación y disipación de calor.

La emisión de luz del diodo láser se determina configurando el dispositivo en temperatura y corriente. Una variación en corriente de 1 mA modifica la longitud de onda del láser en 600 MHz, por lo que para nuestro caso, necesitaremos una fuente con

una precisión de 0,01 mA. Una fuente que proporciona esa precisión es la ILX Lightwave LDC-3724B (Figura 4.2), que dispone de control independiente de temperatura y corriente para configurar de manera precisa y estable la longitud de onda y potencia de la señal del diodo láser.



Fig. 4.2 Frontal de la fuente de alimentación para diodos láser ILX Lightwave LDC-3724B

4.2.2 Aislador

Un aislador óptico (representado en los circuitos con el símbolo de la Figura 4.3) es un dispositivo que transmite luz en un único sentido, lo que impide que señales reflejadas vuelvan hacia atrás. Las señales reflejadas constituyen un problema puesto que pueden deteriorar componentes y/o perturbar el funcionamiento del sistema completo.

Los aisladores ópticos se construyen colocando un rotador de Faraday entre dos polarizadores que se encuentran girados entre si 45° uno respecto del otro como se muestra en la Figura 4.4. Los aisladores tienen dos modos de funcionamiento, cuando la onda de luz viaja en el sentido permitido y cuando viaja en dirección opuesta, parte superior e inferior respectivamente de la Figura 4.4.



Fig. 4.3 Símbolo del aislador óptico

- Modo de funcionamiento en la dirección permitida: La luz llega al aislador en una polarización determinada, que a poder ser ha sido optimizada para evitar el mayor número de pérdidas, y pasa a través del polarizador A que únicamente deja pasar la componente vertical de la polarización. A continuación pasa por el

rotador de Faraday que donde la polarización gira 45° . A la salida del rotador llega al polarizador B, que como hemos dicho está a 45° respecto al polarizador A, por lo que es capaz de atravesarlo.

- Modo de funcionamiento en la dirección no permitida: La luz llega al polarizador B que sólo deja pasar polarizaciones que estén a 45° respecto a la polarización vertical. A la salida pasa por el rotador de Faraday que lo gira de nuevo 45° , dejando a la salida una luz con polarización horizontal, por lo que al llegar al polarizador A (sólo deja pasar polarizaciones verticales), la luz no tiene ninguna componente que lo pueda atravesar.

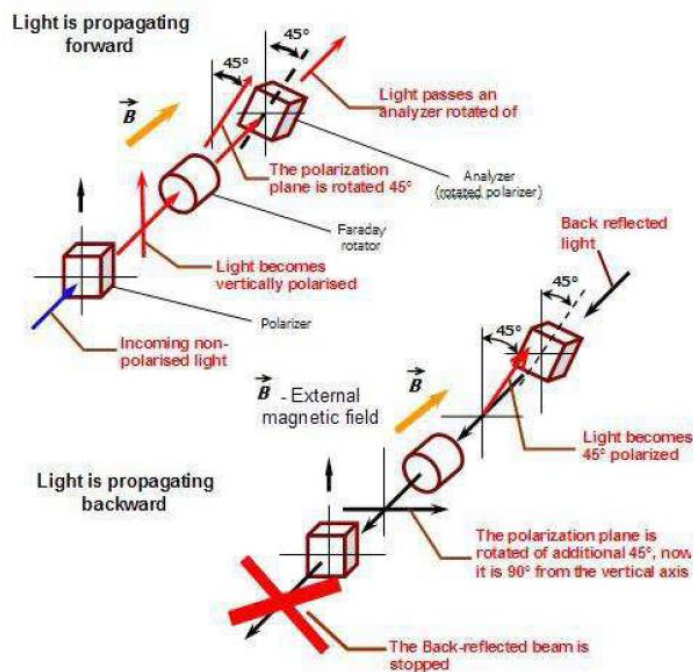


Fig. 4.4 Modo de funcionamiento de un aislador óptico. La parte superior representa el modo permitido y la inferior el no permitido.

4.2.3 Acoplador óptico

Los acopladores ópticos (Figura 4.5) son elementos que sirven para dividir la luz que llega a su entrada en dos o más caminos. A la salida se obtiene una división de la señal de entrada con una relación de porcentaje determinada. Las relaciones de potencia a la salida suelen ser del tipo: 50/50 (por las ramas de salida sale el 50% de la señal de entrada), 70/30 (por una rama sale el 70% o por la otra el 30% de la señal de entrada), 99/1, 90/10, etc.

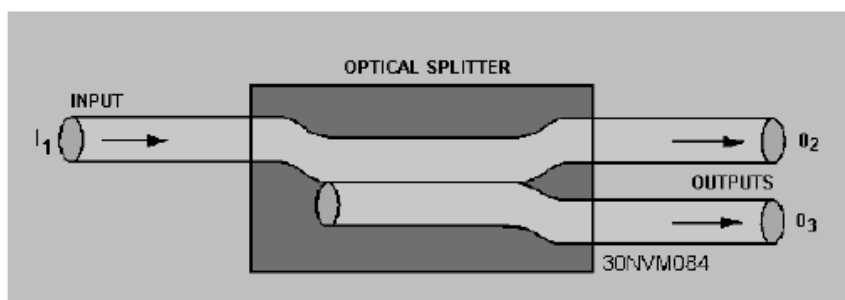


Fig. 4.5 Acoplador óptico de dos salidas.

4.2.4 Controlador de polarización

El controlador de polarización se emplea para obtener una polarización determinada de una señal. Está formado por tres elementos (círculos de fibra óptica) con los que es posible obtener cualquier tipo de polarización. Cada uno de los círculos de fibra óptica (normalmente conocido como “orejas”) funciona como una lámina de cuarto de onda o como un polarizador en fibra. Con el primero se polariza parcialmente la luz emitida por el láser, con el segundo se rota la polarización. El tercer círculo realmente no es estrictamente necesario, pero es muy útil para conseguir cualquier estado de polarización en la fibra (cualquier punto en la representación de la esfera de Poincaré). La Figura 4.6 muestra una foto del controlador.



Fig. 4.6 Controlador de polarización manual.

4.2.5 Amplificador Óptico de Semiconductor (SOA-Semiconductor Optical Amplifier)

En un principio estos dispositivos, como su nombre indica, son empleados para amplificar señales ópticas, pero pueden ser empleados como moduladores de amplitud. Cuando el SOA está alimentado, actúa como amplificador pero cuando este está sin alimentar, es un excelente atenuador.

Tiene unos tiempos de subida/bajada del orden de los 2.5 ns, dirigido por un Generador de Señal (SG-Signal Generator). Con el SOA no alimentado, se consiguen

Tasas de Extinción (ER-Extinction Ratio) >30 dB. De esta forma, podemos generar pulsos ópticos y eliminar la componente de continua, que no nos interesa debido a que también sufre Scattering, consiguiendo una mayor SNR. El SOA lo alimentaremos con una señal cuadrada, que se activará con la señal de trigger. La Figura 4.7 muestra una foto del SOA.

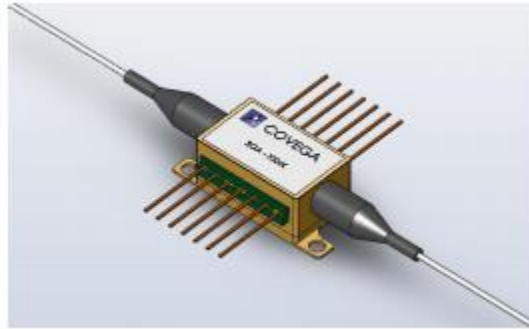


Fig. 4.7 Amplificador óptico de semiconductor Covega.

4.2.6 Amplificador de Fibra Dopada con Erblio (EDFA-Erbium Doped Fiber Amplifier)

Un amplificador óptico es un dispositivo que amplifica una señal óptica directamente, sin la necesidad de convertir la señal al dominio eléctrico, amplificar en eléctrico y volver a pasar al dominio óptico.

Los amplificadores en fibra son amplificadores ópticos que usan fibra dopada, normalmente con tierras raras: Er o Yt. Estos amplificadores necesitan de un bombeo externo con un láser de onda continua a una frecuencia óptica ligeramente superior a la que amplifican. En el caso de los amplificadores de Er, las longitudes de onda de bombeo son 980 nm o 1480 nm (correspondientes a las longitudes de onda de absorción del Er en la sílice). Estos bombeos pueden realizarse copropagantes con la señal o contrapropagantes con ella dependiendo de las necesidades y la utilización del amplificador.

El amplificador de fibra dopada más común es el EDFA que usa como medio activo fibra óptica dopada con Erblio.

Algunas características típicas de los EDFAs comerciales son:

- Frecuencia de operación: bandas C y L (aprox. de 1530 a 1605 nm).
- Baja figura de ruido (típicamente entre 3-6 dB).
- Ganancia entre (15-40 dB).

- Baja sensibilidad al estado de polarización de la luz de entrada.
- Máxima potencia de salida: 14 - 25 dBm.
- Ganancia interna: 25 - 50 dB.
- Variación de la ganancia: 0,5 dB.
- Longitud de fibra dopada: 10 - 60 m para EDFAs de banda C y 50 - 300 m para los de banda L.
- Número de láseres de bombeo: 1 - 6.
- Longitud de onda de bombeo: 980 nm o 1480 nm.
- Ruido predominante: Emisión Espontánea Amplificada (ASE-Amplified Spontaneous Emission).

En la figura 4.8 se muestra el espectro típico de un EDFA.

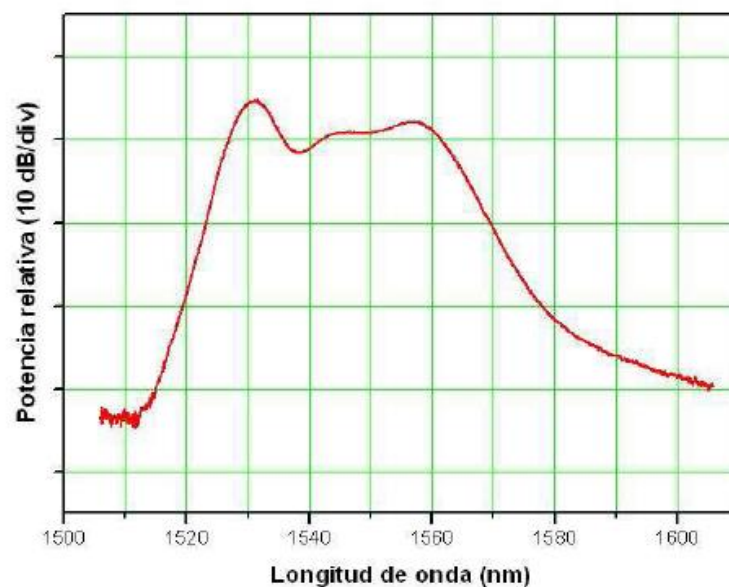


Fig. 4.8 Espectro de amplificación típico de un EDFA.

4.2.7 Atenuador Óptico Variable (VOA-Variable Optical Attenuator)

Un atenuador óptico es un dispositivo que se utiliza para reducir la potencia óptica de una señal.

El principio de funcionamiento generalmente se basa en aumentar las pérdidas en un gap que forma parte del atenuador, mediante separación de dos fibras. Si bien, existen otros atenuadores de mayor calidad que se basan en la rotación de dos sistemas polarizados. Cuando la polarización de ambos sistemas es idéntica, el atenuador no

introduce pérdidas, y si es diferente introduce pérdidas. En el caso de que los polarizadores estén cruzados, el atenuador impide el paso de señal.

En la figura 4.9 se puede observar el tipo de atenuadores ópticos variables usados en los experimentos, en los que se ajusta la atenuación de forma manual por medio de un tornillo.

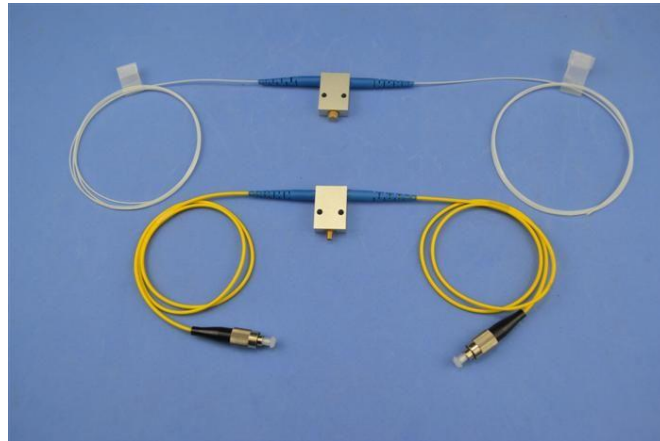


Fig. 4.9 Atenuadores ópticos variables de tornillo.

4.2.8 Multiplexador por División en Longitud de Onda (WDM-Wavelength-Division Multiplexing)

Empleamos un WDM para filtrar la señal (Figura 4.10). En el caso de este dispositivo la longitud de onda filtrada es la transmitida. Este filtro tiene la longitud de onda fija.



Fig. 4.10 Multiplexador por división de longitud de onda (WDM)

4.2.9 Circulador Óptico

Los circuladores ópticos (representado en los circuitos con el símbolo de la Figura 4.11) son unos dispositivos de tres o más puertos que permiten el paso de toda la luz que entra por uno de sus puertos hacia el siguiente puerto, pero no hacia el anterior.



Fig. 4.11 Símbolo de un circulador óptico.

Los circuladores ópticos están contruistos con un rotador de Faraday de 45° y con una lámina de retardo de media longitud de onda y un Beamsplitter, como se puede apreciar en la Figura 4.12.

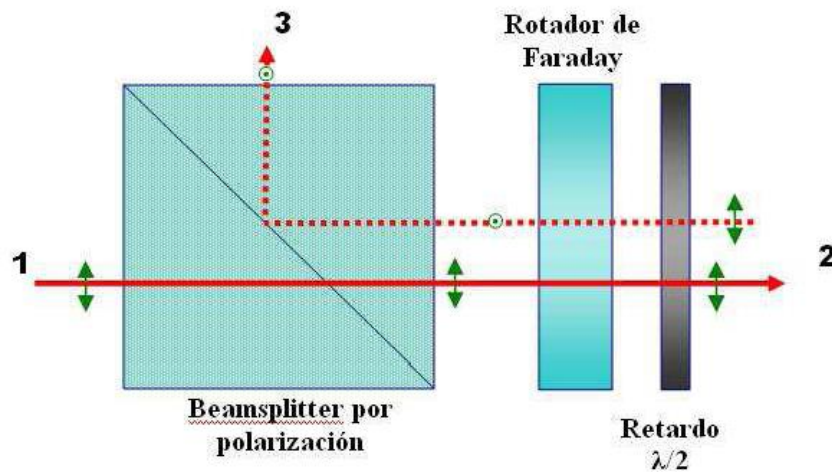


Fig. 4.12 Funcionamiento de un circulador óptico.

El funcionamiento es el siguiente:

- Una señal que entra por el puerto 1 con polarización vertical, atraviesa el Beamsplitter (que actúa por polarización, una polarización la deja pasar y la contraria la desvía 90°) y alcanza al conjunto formado por el rotador de Faraday y la línea de retardo $\lambda/2$. A la salida de este conjunto se sigue manteniendo la polarización, llegando al puerto 2 del circulador, con la polarización inicial (vertical).
- Una señal que entra por el puerto 2 con polarización vertical, alcanza el conjunto formado por la línea de retardo $\lambda/2$ y el rotador de Faraday. A la salida de este conjunto se gira la polarización a horizontal, y se alcanza el Beamsplitter, donde el haz se refleja llegando al puerto 3 del circulador, con la polarización rotada (horizontal).

4.2.10 Modulador Mach-Zehnder

Para pulsar la señal de bombeo y modular en amplitud la señal de sonda se emplea un modulador de intensidad Mach-Zehnder externo (PHOTLINE MX LN-10 GHz) (Figura 4.13).



Fig. 4.13 Modulador Mach-Zehnder externo PHOTLINE MX LN-10GHz

Este tipo de moduladores, fabricados con guías de onda de materiales como el LiNbO_3 , se basan en la realización en óptica integrada de un interferómetro Mach-Zehnder (ver esquema del funcionamiento en la Figura 4.14). La capacidad de modulación se basa en el efecto electro-óptico en este material. El efecto electro-óptico da lugar a un cambio en el índice del cristal con el campo eléctrico. Si ese cambio se produce en el brazo de un interferómetro Mach-Zehnder, esto supone cambiar la diferencia de fase entre las ramas del interferómetro y por tanto también a cambiar la transmisión del dispositivo. La función de transferencia del dispositivo en función de la tensión aplicada se muestra en la Figura 4.15. La forma de la respuesta es la de un seno, donde aparecen picos y valles alternados con zonas en las que la salida tiene una dependencia casi lineal con la tensión aplicada. Cada una de estas zonas de trabajo es útil para una cosa: la zona de transmisión mínima, por ejemplo, es útil para crear pulsos de alta tasa de extinción. Para ello solo hay que polarizar el dispositivo de forma permanente en mínima transmisión. A partir de este punto de trabajo el pulso saca al interferómetro del estado de mínima transmisión sólo en la cresta del pulso, volviendo a la zona de transmisión cero después. Con esta metodología, estos moduladores consiguen un nivel de extinción del nivel de continua de la señal de unos 35 dB.

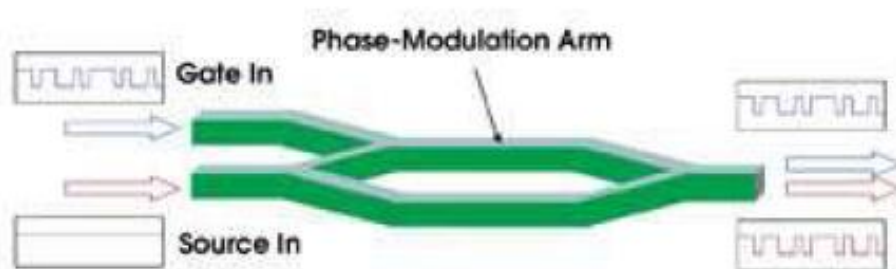


Fig. 4.14 Esquema de funcionamiento de un modulador Mach-Zehnder.

El trabajo en la zona lineal es útil cuando uno busca una simple modulación analógica de la señal óptica. En el sistema Brillouin descrito en esta tesis esta zona se emplea para generar dos frecuencias separadas alrededor del desplazamiento Brillouin

de la fibra. Para ello basta con polarizar el dispositivo alrededor de la zona lineal mediante una fuente continua. Superpuesto a esta fuente continua, se puede introducir un tono a la frecuencia que se desea analizar (normalmente alrededor de 10.4-10.8 GHz). Con esta modulación se generan bandas laterales en la frecuencia del láser, separadas de forma estable y controlable mediante el generador de Radiofrecuencia (RF-Radio Frequency) respecto al bombeo Brillouin.

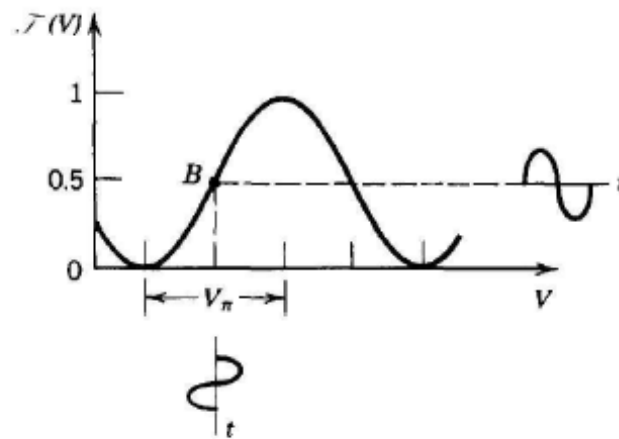


Fig. 4.15 Transmitancia óptica vs tensión aplicada al interferómetro.

4.2.11 Generador de frecuencias

El generador de frecuencias lo emplearemos para realizar una modulación en amplitud de la señal de sonda y poder así configurar la separación en frecuencia respecto a la señal de bombeo.

De esta manera seremos capaces de hacer barridos en frecuencia y poder determinar también el valor de la frecuencia de desplazamiento Brillouin para la fibra, además de poder encontrar la nueva frecuencia a la que variará al producirse una inhomogeneidad.

4.2.12 Detector balanceado

El detector óptico empleado para la detección de la señal del BOTDA se trata de un detector balanceado Thorlabs PDB410C (Figura 4.16).



Fig. 4.16 Detector balanceado Thorlabs PDB410C.

Este detector consiste en dos fotodiodos iguales y un amplificador de transimpedancia de alta velocidad y ultra bajo ruido, que genera un voltaje de salida proporcional a la diferencia entre las fotocorrientes de los dos fotodiodos (las dos señales ópticas de entrada). Adicionalmente, este dispositivo tiene dos salidas de monitorización (Monitor + y Monitor -) para observar los niveles de potencia óptica de entrada a cada fotodiodo separadamente. El diagrama de bloques del detector se puede observar en la figura 4.17.

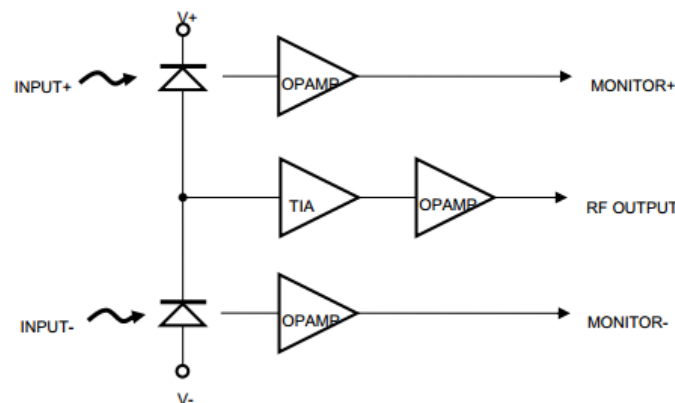


Fig. 4.17 Diagrama de bloques del detector balanceado Thorlabs PDB410A.

4.2.13 Aleatorizador de polarizador (Scrambler)

Se ha incluido un aleatorizador de polarización (scrambler) en alguno de los montajes experimentales para eliminar la influencia de la polarización sobre la ganancia Brillouin de la fibra. El dispositivo usado es el High Speed Polarization Scrambler de Agiltron (Figura 4.18). Este sistema aleatoriza la polarización mediante la rotación a gran velocidad de una lámina parcialmente polarizadora.



Fig. 4.18 Aleatorización de polarización de Agiltron.

4.2.14 Espejo Óptico y de Faraday

Los espejos ópticos son dispositivos pasivos diseñados para reflejar la luz que entra a través del conector a través de la fibra hacia atrás. Los espejos ópticos usados son monomodo. Uno de los extremos de la fibra está recubierto por una capa de plata protectora para proporcionar una reflexión de $\geq 97.5\%$.



Fig. 4.19 Espejo de fibra óptica.

Los espejos de Faraday refleja también la luz de entrada hacia atrás pero en este caso además rota el estado de polarización (SOP-State Of Polarization) de la luz de entrada 90° . La luz de entrada puede tener cualquier polarización.

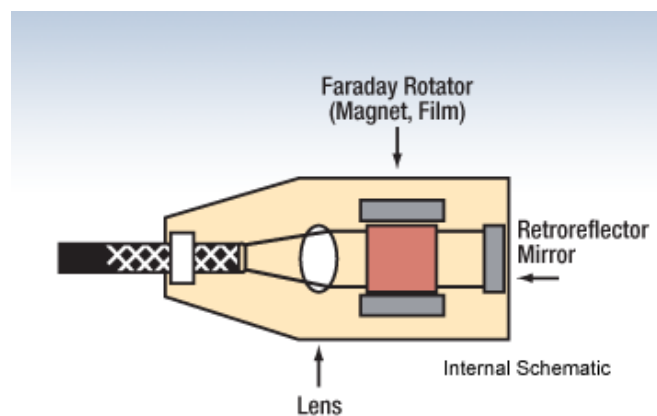


Fig. 4.20 Esquema interno de un espejo de Faraday.

Un espejo de Faraday consiste en una micro lente, un rotador de Faraday y un espejo (Figura 4.20). El efecto de Faraday describe la rotación no recíproca de la

polarización de una señal cuando pasa a través de un medio óptico sometido a un campo magnético. Situado al final de una fibra óptica, el espejo de Faraday se diseña para que rote el SOP de una señal 45° cada vez que pasa a través del medio óptico. Como el efecto de Faraday es no recíproco, el SOP resultante es rotado 90° con respecto a la señal original. El rotador de Faraday se sitúa en frente del espejo y es el elemento que proporciona la rotación de 45° del SOP cada vez que la luz lo atraviesa.

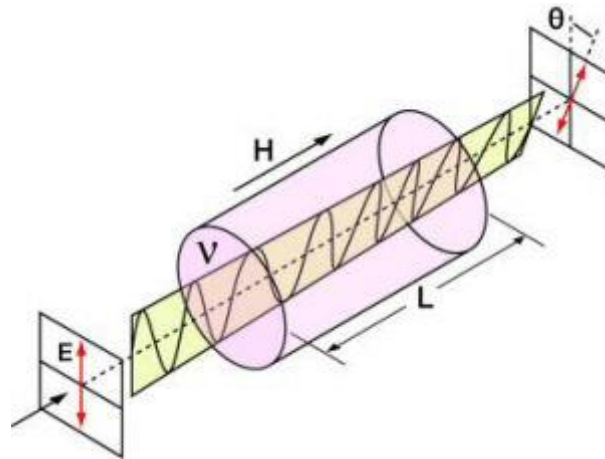


Fig. 4.21 Representación efecto Faraday.

4.3 Método para la eliminación del ruido de polarización en un BOTDA

El ruido de polarización aparece en BOTDA debido a la fuerte sensibilidad del SBS con la polarización. Para evitar este ruido, es indispensable desarrollar algún tipo de aleatorización de polarización, en el pulso de bombeo, en la señal de sonda o en ambos. Normalmente se logra usando aleatorizadores o sistemas de conmutación de polarización, que, al ser mecánicos, son menos robustos de lo que sería deseable.

En este apartado vamos a presentar el método que hemos desarrollado para poder eliminar el ruido de polarización en un sistema sensor distribuido sobre fibra óptica BOTDA y conseguir de este modo una mayor SNR y así mayor alcance del sensor. Este sistema es completamente pasivo, sin partes móviles, y está basado en el uso de despolarización del pulso de bombeo junto con detección balanceada entre las bandas Stokes y anti- Stokes ortogonalmente polarizadas de la señal de sonda. Este montaje experimental no necesita un reajuste del alineamiento a lo largo del tiempo y proporciona un funcionamiento similar a un BOTDA convencional que emplea un

aleatorizador. Este trabajo ha sido presentado en ponencia oral en el 23rd Congreso Internacional de sensores de fibra óptica celebrado en Junio de 2014 [60] y es objeto de parte de una patente con referencia PCT/ES2014070540 de la que yo soy co-inventora.

4.3.1 Principio

El fenómeno físico subyacente en el corazón del BOTDA es, como ya se ha explicado previamente, el efecto óptico SBS. El SBS se describe normalmente como la interacción de dos ondas contra propagantes, una onda de bombeo potente y una débil onda de sonda. Si se cumplen las condiciones particulares de coincidencia de fase (es decir, $f_{\text{bombeo}} = f_{\text{sonda}} + \nu_B$, siendo ν_B el desplazamiento de frecuencia Brillouin) se genera una onda acústica. Esta onda acústica dispersa fotones desde la onda de bombeo a la onda de sonda, estimulando el proceso. Desde un punto de vista práctico, el proceso de SBS se puede ver como un proceso de amplificación de banda estrecha en el cual el bombeo produce una ganancia de banda estrecha (30-50 MHz), en una región espectral alrededor de $f_{\text{bombeo}} - \nu_B$ y una pérdida en la región espectral alrededor de $f_{\text{bombeo}} + \nu_B$. La generación de la onda acústica en SBS se logra combinando la acción de un proceso de interferencia (entre las ondas de sonda y bombeo) y electrostricción [11], como ya se ha explicado en el capítulo 2. Como el proceso del SBS se origina a partir de la interferencia de dos ondas ópticas, su eficiencia es inherentemente dependiente de los SOPs [54] de las dos ondas que interactúan. La ganancia del SBS es máxima cuando los campos eléctricos de las dos ondas están alineados, es decir, sus vectores trazan elipses de polarización paralelas y en el mismo sentido de rotación. De forma inversa, si las dos elipses son similares, pero trazadas en sentidos de rotación opuestos, con los ejes largos siendo ortogonales entre sí, entonces la interacción del SBS tiene una media igual a cero sobre un periodo óptico [55].

Los sensores BOTDA se basan en las medidas distribuidas de SBS a lo largo de la fibra óptica. Para conseguir este objetivo, se pulsa el bombeo y se analiza la amplificación o atenuación de la sonda como una función del tiempo que tarda el pulso de bombeo en recorrer la fibra. Dependiendo de los cambios de temperatura o tensión, algunos de los atributos de la ganancia SBS pueden variar de acuerdo a valores de sensibilidad bien conocidos. Cuando el SBS tiene lugar en un BOTDA, las ondas de sonda y bombeo necesitan estar alineadas en polarización, lo cual es generalmente imposible de garantizar sobre la longitud entera de la fibra óptica. En fibras ópticas monomodo estándar, los SOPs de las ondas ópticas varían aleatoriamente como

resultado birrefringencia aleatoria a lo largo de la fibra [56]. Así, si la interacción tiene lugar en una fibra convencional, aparecen posiciones aleatorias donde la ganancia es maximizada junto con posiciones la ganancia es próxima a cero. Este patrón en la traza con aspecto de ruido aleatorio se denomina normalmente “ruido de polarización”, aunque permanece constante sobre cortos periodos de tiempo, donde las condiciones de medida no varían. Sin embargo, para proporcionar condiciones de medida robustas a lo largo de la fibra el ruido de polarización tiene que ser eliminado y, para conseguirlo, se han desarrollado varias técnicas pasivas. La más empleada es aleatorizar el estado de polarización de la onda de bombeo usando un aleatorizador de polarización para obtener una pseudo-despolarización de la luz; sin embargo, el aleatorizador de polarización necesita un diseño pasivo complejo para asegurar que la aleatorización de los estados de polarización cubren todos los posibles estados de polarización por igual. Además, el aleatorizador tiene partes móviles que hacen que el sistema sea menos robusto que lo que sería deseable. Se han desarrollado también otros métodos [57][58], todos los cuales o bien tienen partes móviles o un alineamiento de la polarización sofisticada o inestable.

Últimamente, nuestro grupo ha propuesto y demostrado el uso de la detección balanceada en sistemas BOTDA para incrementar significativamente la SNR[45]. Este esquema se implementa adecuadamente usando una modulación de doble banda en la onda de sonda. La detección balanceada entre las bandas Stokes y anti-Stokes permite doblar la amplitud de la traza e incrementar la SNR en un factor de al menos $\sqrt{2}$. Además, elimina los ruidos en modo común en las dos bandas [63] [62]. Este trabajo ha sido presentado en el 23rd Congreso Internacional de sensores de fibra óptica celebrado en Junio de 2014 [63].

En este trabajo, se propone un método novedoso para la eliminación del ruido de polarización en sistemas BOTDA que se basa en el uso de este tipo de detección y en estados de polarización ortogonales de las bandas Stokes y anti-Stokes de la onda de sonda [60]. Combinado con la despolarización de la banda de bombeo, este método proporciona resultados comparables al método basado en el aleatorización de polarización, siendo más barato y fiable.

4.3.2 Montaje experimental

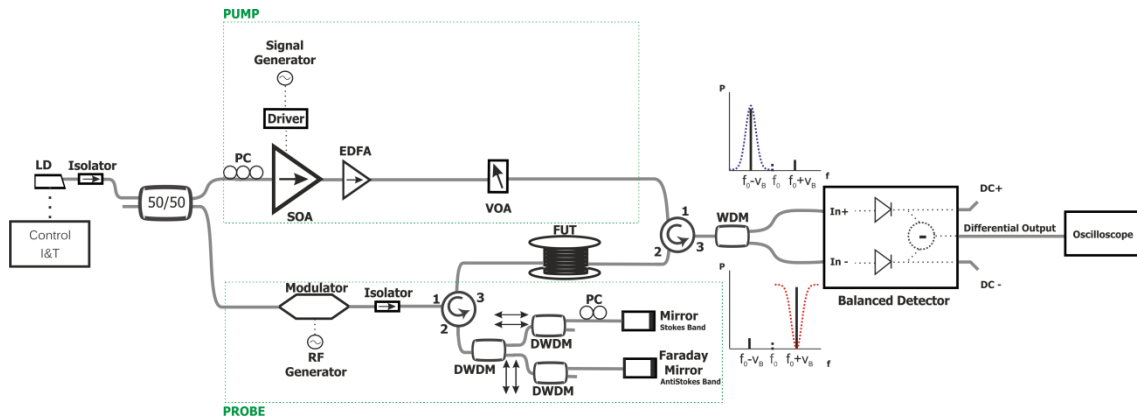


Fig. 4.22 Montaje experimental del BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización. LD: Diodo Láser; PC: Control de Polarización; EDFA: Amplificador de fibra dopada con Erblio; RF: Generador de radiofrecuencia; VOA: Atenuador óptico variable; DWDM: Multiplexación por longitudes de onda.

La figura 4.22 muestra un diagrama esquemático del montaje experimental que se propone en este apartado. Es muy similar a un esquema convencional de un BOTDA [45] pero incorporando un conjunto de elementos ópticos para asegurar la polarización ortogonal de las dos bandas de sonda. De esta manera, las trazas detectadas en las entradas positiva y negativa del detector balanceado son obtenidas con SOPs ortogonales en la onda de sonda. Así, cuando en un canal hay mínima ganancia, el otro muestra ganancia máxima, y viceversa.

Como se hace normalmente en un sistema BOTDA, en este montaje las ondas de sonda y bombeo se obtienen del mismo diodo laser DFB para conseguir que permanezca constante su diferencia de frecuencia. Para obtener las ondas de sonda y bombeo se divide la luz del láser con un acoplador óptico 50/50. En este montaje, se utiliza un EOM convencional para obtener la señal de sonda. Esta está compuesta por dos bandas separadas del bombeo una frecuencia controlada por un generador de microondas. La frecuencia del generador se elige para barrer alrededor del desplazamiento de frecuencia Brillouin de la fibra a medir. De esta manera, la separación relativa de frecuencia entre las ondas de bombeo y sonda permanece controlada independientemente de las derivas del láser. La señal portadora es eliminada fijando adecuadamente la DC del modulador. Una de las bandas de sonda será amplificada (la de frecuencia más baja, Stokes), mientras la otra será atenuada (la de frecuencia más alta, anti-Stokes) por el SBS en la fibra óptica. Para proporcionar SOPs ortogonales a estas dos bandas, se emplea un montaje sencillo formado por un

circulador, un filtro WDM, y un par de espejos (uno convencional y el otro un espejo de Faraday). Los filtros WDM separan las dos bandas de la señal de sonda. Se utilizan tres en lugar de uno para separar ambas bandas adecuadamente. En el brazo de la banda de frecuencia más baja, se usa un espejo convencional para reflejar la señal sin cambios en la polarización. Este brazo es lo más corto posible para evitar evolución aleatoria de la polarización debida a la variación de las condiciones del ambiente. En esta rama se implementa un pequeño control de polarización, aunque se ajusta sólo una vez durante el despliegue del experimento (y nunca más se ajusta otra vez). Una mejora de este montaje experimental podría ser fabricar el espejo en el filtro WDM para evitar cualquier camino de fibra en esta rama. En la otra rama, la de la banda con la frecuencia más alta, se usa un espejo de Faraday. En este caso, la polarización de la señal reflejada está rotada 90° con respecto a la señal incidente. En el puerto 3 del circulador óptico, se obtiene la señal de sonda compuesta por las dos bandas (recombinadas por el WDM) con polarizaciones ortogonales. De esta forma, ya no es necesario usar una aleatorización de polarización para eliminar la dependencia de la ganancia Brillouin con la polarización. La potencia de sonda que entra en la fibra es $\sim 326\mu\text{W}$ en cada banda.

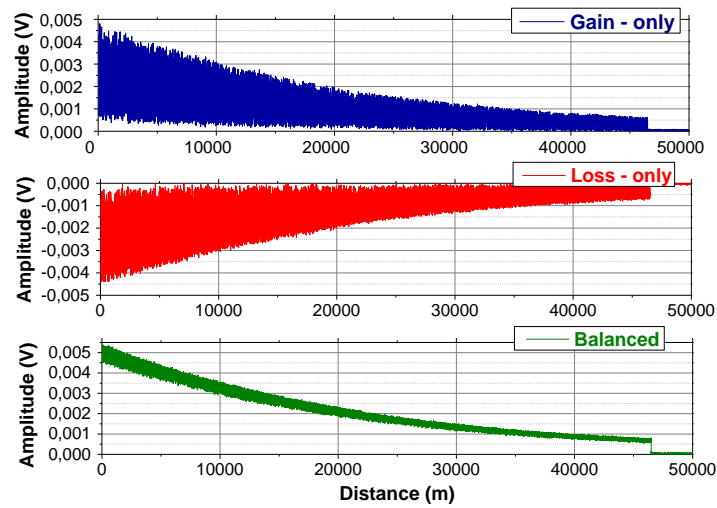
Para formar el pulso de bombeo, se usa un SOA. La máxima tasa de repetición está determinada por la longitud máxima de la fibra óptica; en nuestro caso la tasa de repetición es 1,6 KHz. El ancho de los pulsos se varía en el rango de 20 a 50 ns. Después de pulsar; la señal óptica se amplifica usando un EDFA y se controla la potencia de salida a través de un VOA. La potencia de pico del pulso que se introduce a la fibra es de decenas de mW. Se inserta en el esquema un Conmutador MEMS (Microelectromechanical Systems) de alta velocidad para mejorar el ratio de extinción de los pulsos obtenidos a la salida del SOA (~ 40 dB).

Después de viajar a través de la fibra y sufrir Scattering Brillouin, se divide la luz usando un filtro WDM, el cual separa la banda de ganancia Brillouin (Stokes) y la banda de atenuación Brillouin (Anti-Stokes). El WDM usado tiene que filtrar suficientemente para separar ambas bandas adecuadamente (la banda eliminada se atenúa en más de 13 dB). Estas dos bandas diferentes entran a los puertos positivo y negativo del sistema de detección balanceada. Este detector balanceado es un receptor el cual emplea dos fotodiodos iguales. Cuando las dos bandas de luz entran a su correspondiente fotodiodo se restan las corrientes obtenidas y esta corriente diferencia se amplifica a través de un amplificador de trans-impedancia. En nuestro caso, la salida

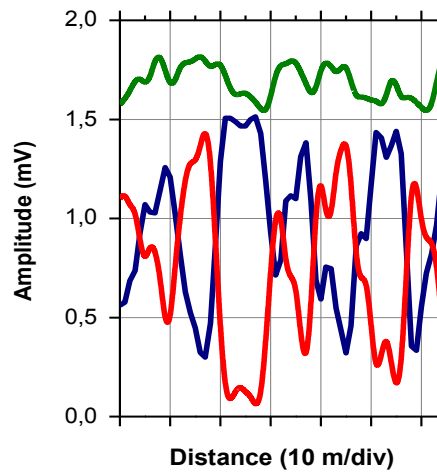
diferencial será el resultado de restar la señal de entrada negativa (banda anti-Stokes) a la señal de entrada positiva (banda Stokes). Si la potencia de ambas bandas es la misma, se doblará la amplitud de la traza detectada promedio. En términos de ruido de polarización, debido a que se mide cada traza con un SOP ortogonal, el máximo ruido de polarización de una traza coincide con el mínimo ruido de polarización de la otra. Por tanto, la traza que se obtiene en la salida balanceada muestra un ruido de polarización que ha sido prácticamente eliminado. El sistema de detección balanceada proporciona tres señales de salida: la salida diferencial (con la señal de interés), y dos salidas de monitorización, donde se leen los niveles de continua de cada una de las señales de entrada. Estos niveles de continua se añaden para normalizar la traza detectada.

4.3.3 Eliminación del ruido de polarización

En esta sección, se muestran los resultados obtenidos con la configuración descrita previamente en términos de eliminación del ruido de polarización. Se han realizado las medidas usando un ancho de pulso de bombeo Brillouin de 20 ns (resolución espacial de 2 metros) sobre ~50 Km de fibra SMF con un área efectiva de $70 \mu\text{m}^2$ y un BFS localizada aproximadamente en 10,883 GHz para la longitud de onda del láser. Para lograr una traza limpia, las trazas son promediadas 1024 veces. En la Figura 4.23 están representadas las tres trazas obtenidas a 10,883 GHz para los casos de detección de una única banda (las dos de arriba) y la detección balanceada (la de abajo). La figura 4.23 (b) muestra en detalle de 64 metros de las tres trazas de la figura 4.23 (a) alrededor del kilómetro 25. Se puede observar que los máximos y los mínimos de las trazas azul (ganancia) y roja (atenuación) están localizados en la misma posición. De este modo, se elimina casi por completo el ruido de polarización en el canal balanceado. Es un resultado esperado considerando la explicación dada en la sección anterior. Además, cuando se adquiere de modo balanceado [45] la amplitud de la traza de la salida diferencial es el doble que la de cualquiera de las dos bandas individuales y aumenta la robustez del sistema frente a ruidos en modo común, que afectan a ambas bandas. Por estas razones, la SNR de este esquema es considerablemente mayor que un sistema con un detector simple.



(a)



(b)

Fig. 4.23 Trazas obtenidas usando un detector simple (las dos de arriba) y la detección balanceada (la de abajo) para un desplazamiento en frecuencia entre la sonda y el bombeo de 10,883 GHz (b) Un detalle de 64 m de last res trazas de la Figura (a) alrededor del km 25.

La figura 4.24 muestra el perfil de ganancias como función de la frecuencia de sonda, con un barrido de frecuencia hecho desde 10.78 GHz a 10.98 GHz para el caso de detección balanceada. Como se puede apreciar, el ancho de banda a media altura es aproximadamente 35 MHz. No se observa ensanchamiento ni deformación del perfil de ganancia, lo cual parece indicar que el sistema de medida funciona correctamente.

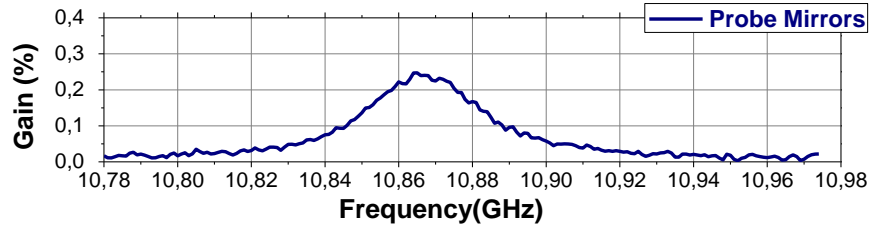


Fig. 4.24 Perfil de ganancia a 48.5 Km para un barrido de frecuencia entre 10.78 GHz y 10.98 GHz usando detección balanceada y polarizaciones ortogonales en las bandas Stokes y anti-Stokes.

Sin embargo, como se puede apreciar, no se logra una cancelación del ruido de polarización perfecta. Se miden los estados de polarización de las dos bandas y se observan que no son perfectamente ortogonales, aunque la discordancia no es excesiva (Figura 4.25). Esto se debe probablemente a algunas imperfecciones de fabricación del espejo de Faraday. Además, un pequeño desajuste en los caminos ópticos de las dos bandas, y cualquier error mínimo en el ajuste del láser puede provocar una separación no simétrica de las dos bandas, provocando una cancelación del ruido de polarización imperfecta.

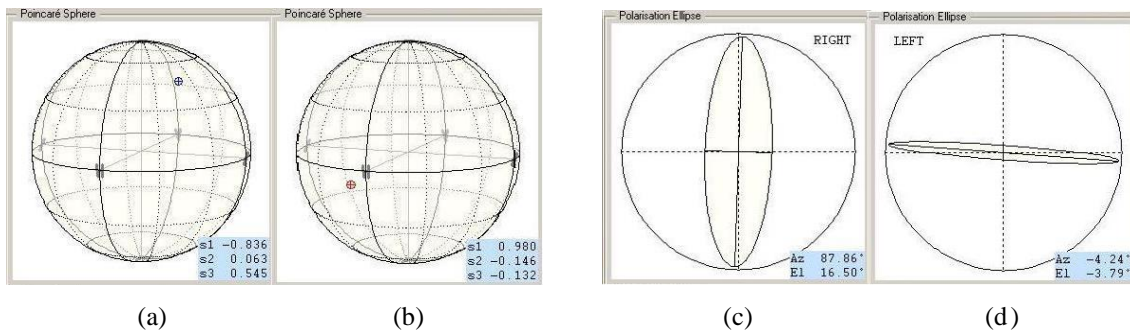


Fig. 4.25 Estados de Polarización mostrados en la esfera de Poincaré de la banda Brillouin Stoke (a) y la banda Brillouin Anti-Stokes (b), y mostrados en la elipse de polarización de la banda Brillouin Stokes (c) y la banda Brillouin Anti-Stokes (d).

4.3.4 Rendimiento en términos de determinación del BFS

En esta sección, se muestran los resultados obtenidos con la configuración descrita previamente en términos de determinación del BFS. Otra vez, se hace un barrido de la frecuencia de sonda en el rango de interés. Una vez el barrido se ha acabado, se obtiene el BFS ajustando el barrido de frecuencia de cada punto a una curva polinómica de segundo orden almacenándose la posición de máxima ganancia. Se evalúa la repetibilidad entre cinco barridos consecutivos computando las desviaciones estándar de los BFS resultantes. El mismo proceso había sido realizado en el montaje experimental con detección balanceada pero incorporando un aleatorizador de polarización

convencional [45] . Para evaluar sólo la incertidumbre causada por el método de medida, la longitud del pulso se incrementa a 5 metros para asegurar las mejores condiciones de medida posibles en la configuración estándar. En ambos casos, las medidas se han realizado usando un ancho de pulso de bombeo de 50 ns (5 metros de resolución espacial) sobre los mismos 50 km de fibra SMF como en el experimento previo. Se han empleado la misma cantidad de promediados en todos los casos (1024) para asegurar una comparación equitativa. La potencia de sonda inyectada en la fibra es $\sim 319.6 \mu\text{W}$ en cada banda y la potencia de pico del pulso inyectada en la fibra es $\sim 18.2 \text{ mW}$. Los resultados de la determinación del BFS se muestran en las figuras 4.26 (a) y 4.26 (b). Como se puede apreciar, en el caso del aleatorizador, la determinación del BFS parece haber sido hecha con menos incertidumbre a diferencia del caso de la sonda despolarizada en donde los resultados son ligeramente peores. Lo que es más curioso es que la incertidumbre del BFS en el caso con sonda despolarizada parece ser mayor al comienzo que al final de la fibra, a diferencia del caso tradicional donde la incertidumbre crece hacia el final. En términos de números, la desviación estándar del BFS computada sobre ventanas de 5000 puntos es 1.57 MHz al comienzo de la fibra y 1.07 al final, mientras que es sólo de 0.61 MHz en el peor caso del aleatorizador (final de la fibra).

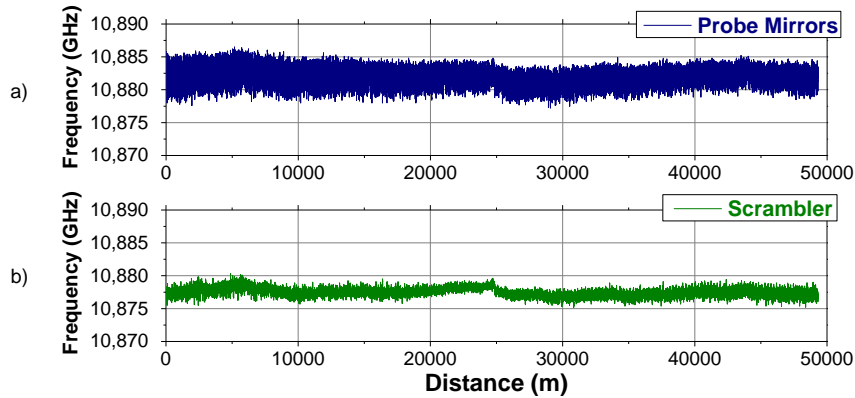


Fig. 4.26 Desplazamiento de la frecuencia Brillouin de la detección balanceada para el caso con espejos en la rama de sonda (a) y el caso del scrambler (b).

Creemos que probablemente este tema esté relacionado directamente con la birrefringencia. Como ya se ha explicado, las señales que están envueltas en este experimento son tres: la señal de bombeo y dos señales de sonda, una a la frecuencia Brillouin de atenuación y la otra en la frecuencia Brillouin de ganancia. Estas dos sondas tienen polarizaciones ortogonales. En un caso extremo, se puede asumir que el

bombeo interactúa con una de nuestras señales de sonda en uno de los ejes de birrefringencia de la fibra, ambas con la misma polarización y suponiendo una perfecta coincidencia de fase entre ellas. Esto creará una rejilla dinámica acústica a lo largo de la fibra óptica. La otra sonda verá la rejilla generada por la sonda en la polarización opuesta. Sin embargo, en este caso, la coincidencia de fase no será perfecta, sólo parcial, ya que el índice de refracción en el otro eje es diferente.

Según un modelo básico de Gratings dinámicas Brillouin [61], la coincidencia de fase se lograría para cada banda a una diferencia entre los desplazamientos de la frecuencia Brillouin dado por:

$$\Delta\nu = f_{op} \frac{\Delta n}{n} \quad (4.1)$$

Donde f_{op} es la frecuencia óptica y $\Delta n/n$ es la birrefringencia de la fibra. La fibra óptica que se emplea es una fibra estándar de comunicaciones con una birrefringencia alrededor de 10^{-7} . (Este fenómeno de rejillas dinámicas Brillouin ha sido investigada a fondo en fibras de alta birrefringencia, pero rara vez en fibras estándares). La frecuencia óptica es aproximadamente 190 THz para la longitud de onda del láser (1550 nm).

En estas condiciones las curvas de ganancia y atenuación podrían tener un desajuste máximo de frecuencia de ~ 19 MHz (en un escenario extremo), causando un ensanchamiento local de las curvas de ganancia Brillouin y más incertidumbre. Esto se debe a que las dos señales de sondas tienen diferentes polarizaciones. Si tuvieran la misma polarización aparecerían con la misma separación de frecuencia con respecto a la portadora.

La pregunta de por qué este error parece ser peor hacia la entrada de bombeo podría entonces explicarse por la evolución de los estados de polarización de las ondas de sonda a lo largo de la fibra. Debido a Dispersión de Modo de Polarización (PMD- Polarization Mode Dispersion), la evolución de los estados de polarización en la entrada de bombeo de la fibra sería más rápida (a lo largo del tiempo de una medida) que la entrada de sonda, y esto podría llevar a un aumento de la variabilidad en la determinación del BFS en la entrada de la fibra.

4.3.5 Mejora usando despolarización del bombeo

Para evitar los problemas explicados en la sección anterior, parece conveniente realizar una aleatorización o al menos despolarizar el bombeo evitando una incertidumbre extra dada por este tema. Para hacer esto, adicionalmente desarrollamos un método de despolarización del bombeo sobre el experimento previo. La Figura 4.27 muestra el esquema experimental (sólo se muestra la rama de bombeo, ya que el resto del esquema permanece igual que en la figura 4.22).

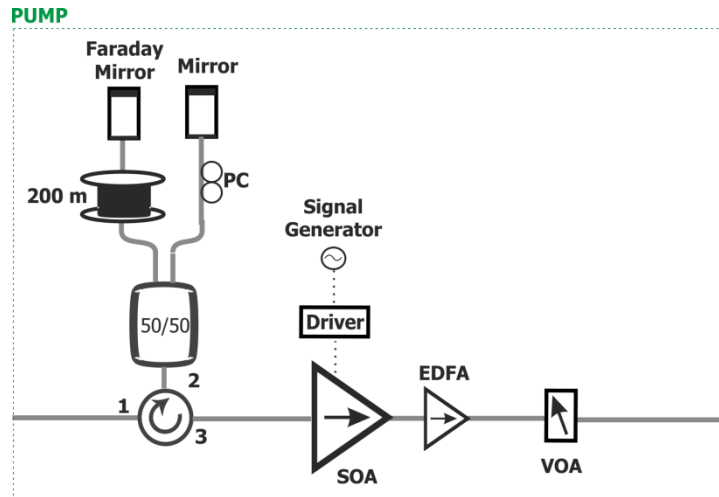


Fig. 4.27 Esquemático de la rama de bombeo del BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización. PC: Control de Polarización; SOA: Amplificador Óptico de Semicondutor; EDFA: Amplificador de fibra dopada con Erbio; VOA: Atenuador óptico variable.

En este caso empleamos un SOA insensible a la polarización (la ganancia dependiente de la polarización < 1 dB). Antes de obtener el pulso de bombeo usando el SOA, se realiza una aleatorización pasiva del pulso de bombeo usando un esquema sencillo basado en un circulador, un acoplador óptico 50/50, un carrete de fibra óptica de 200 m y un par de espejos ópticos (uno convencional, el otro un espejo de Faraday). La longitud de este carrete de fibra óptica se ha elegido de modo que sea mayor que la longitud de coherencia del diodo láser. De nuevo, la longitud de la fibra de la rama del espejo convencional debe ser lo más corta posible.

Otra vez, las trazas obtenidas muestran un ruido de polarización bien eliminado. Además, en la figura 4.28, se obtiene el BFS en función de la distancia exactamente con la misma metodología y condiciones que en la sección previa.

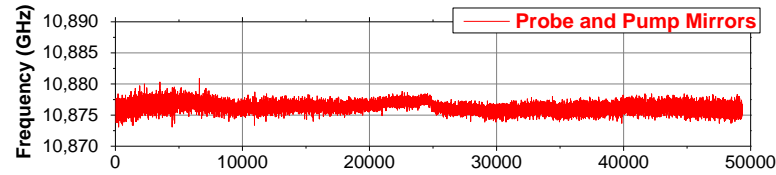


Fig. 4.28 Desplazamiento de la frecuencia Brillouin de la detección balanceada para el caso con espejos en las ramas de sonda y bombeo.

Una comparación de las desviaciones estándar del BFS se muestra en la Tabla. I. La desviación estándar del desplazamiento de la frecuencia Brillouin obtenida de cinco trazas consecutivas al comienzo de la fibra (ventana de primeros 5000 puntos) es ~ 1.57 MHz para el caso con espejos en la rama de sonda, ~ 0.60 MHz para el caso de espejos en las ramas de sonda y bombeo y ~ 0.44 MHz para el caso del aleatorizador. Al final de la fibra (últimos 5000 puntos), la desviación estándar es ~ 1.06 MHz para el caso de espejos en la rama de sonda, ~ 0.76 MHz para el caso de espejos en las ramas de sonda y bombeo y ~ 0.61 MHz para el caso con aleatorizador.

Tabla 4.1 Tabla comparativa que muestra las desviaciones estándar del BFS

TABLE I STANDARD DEVIATION OF THE OBTAINED BFS		
Scheme	Beginning of the fiber	End of the fiber
Probe Mirrors	1.57	1.06
Probe and Pump Mirrors	0.60	0.76
Scrambler	0.44	0.61

Como muestran estos resultados, nuestro montaje incluyendo la despolarización del bombeo y los espejos de sonda es casi tan efectivo eliminando el ruido de polarización como un aleatorizador de polarización comercial con casi el mismo rendimiento en términos de determinación del BFS. Al no tener partes móviles y ser mucho más barato, creemos que esta solución es ventajosa sobre el aleatorizador de polarización tradicional.

Considerando el incremento en la robustez y el precio reducido, nuestra opción parece atractiva para integrar en sistemas reales.

4.4 Aplicación práctica del método de eliminación del ruido de polarización

Nuestro grupo de investigación está actualmente involucrado en un proyecto europeo INTEREG SUDOE de Cooperación Territorial llamado ECOAL-MGT, cuyo objetivo es la monitorización de pilas de residuos de carbón en combustión en Portugal. En este proyecto están involucrados también grupos de Portugal y Francia. La tarea asignada a nuestro grupo es el desarrollo de un equipo de campo BOTDA que se encarga de las medidas distribuidas de temperatura, que integra el método de eliminación de ruido de polarización explicado en los apartados previos, demostrándose de esta manera su idoneidad para la integración en sistemas de sensado reales.

4.4.1 Objetivo del Proyecto ECOAL-MGT

El objetivo del "ECOAL-MGT" es desarrollar y probar en campo una herramienta tecnológica que permita la monitorización continua de las pilas de desecho de carbón, reuniendo datos distribuidos espaciales y temporales de los que sea posible determinar la dinámica y establecer escenarios probables de evolución. La monitorización con fibra óptica tiene el conjunto correcto de características para apoyar el diseño, desarrollo e implementación de un sistema sensor capaz de cumplir los exigentes requisitos de esos entornos. Partiendo de ese punto, el objetivo es establecer un prototipo que será evaluado en condiciones reales. La información adquirida a lo largo de este proceso permitirá la optimización del sistema y de ahí la validación de una tecnología con características para ser ampliamente aplicada en la monitorización de pilas de desecho de carbón. Un trabajo relacionado con este proyecto ha sido presentado en el 23rd Congreso Internacional de sensores de fibra óptica celebrado en Junio de 2014 [64] .

4.4.2 Pilas de desechos de carbón

La combustión espontánea del carbón es un fenómeno frecuente en carbones de baja calidad. Además de esto, ciertas causas externas/antropogénicas pueden dar lugar a la auto-combustión de carbones de calidad media o alta, en cuyo caso la combustión dura muchos años. Esto ocurre durante su minería, almacenamiento, gestión de residuos o transporte. Si dicha combustión se da en las pilas de desecho de carbón cercanas a minas en desuso, que normalmente cubren una superficie muy amplia, estamos ante un fenómeno muy preocupante. El impacto medio ambiental de las pilas es ya de por sí sustancial y está relacionado con contaminación en el suelo y en el agua, sin embargo si

se produce una combustión espontánea puede tener un impacto medioambiental realmente serio. La combustión del carbón produce grandes cantidades de contaminantes por la volatilización de los elementos existentes en él y en la materia mineral asociada. La emisión incontrolada de dichos contaminantes, sobre todo gases de efecto invernadero, partículas, trazas de elementos tóxicos y especialmente compuestos orgánicos, representa un peligro para el medio ambiente y la salud humana.

En particular se convierte en una gran causa de preocupación si las pilas de desecho de carbón se encuentran cercanas a centros urbanos, ya que algunos de los contaminantes pueden ser inhalados o ingeridos. Además, después de ser volatilizados de la ganga del carbón, algunos compuestos pueden condensarse o interactuar con el material disponible en la superficie, lo que da lugar a compuestos altamente solubles por lo que pueden acabar fácilmente en el agua o suelos circundantes.

El aumento de materia magnética en el suelo de las zonas quemadas representa otra fuente de contaminación adicional que debería ser considerada. Las fases magnéticas y silicatos formados durante la combustión permiten predecir las temperaturas (más de 1000°C) alcanzadas durante el proceso. Sin embargo, la medición y monitorización directa de la temperatura es crucial para identificar la extensión y evolución de las áreas afectadas por el proceso de combustión.

En este contexto, es evidente la importancia de una adecuada gestión de las pilas de desecho, lo que comprende una valoración continua de su estado y la identificación de posibles escenarios de su evolución, para poder implementar acciones correctivas o preventivas que minimicen el impacto de los procesos de combustión. Esta estrategia se facilitaría con una monitorización remota en tiempo real de algunos parámetros, para realizar un mapa de temperaturas o emisión de gases, relevantes para la evaluación de estas estructuras aplicando modelos geológicos adecuados. Sin embargo, no es sencillo implementar un sistema de monitorización en esas zonas para realizar medidas multipunto habida cuenta de las condiciones extremas, en particular las altas temperaturas, que presentan.

El objetivo, por tanto, del proyecto es conseguir un estudio continuo de las pilas de desecho de carbón e identificar los peligros y la evolución de los escenarios que

permitieran generar acciones a tiempo para minimizar el impacto negativo de esos restos de carbón.

Los resultados del proyecto se aplican al estudio de una pila de carbón en combustión en S. Pedro da Cova, cerca de Oporto. Esta pila de carbón comenzó a arder en 2005 después de intensos incendios en la región, causando su ignición, añadiendo preocupaciones ambientales. Esta pila se localiza muy cerca del centro más antiguo de actividades mineras de S. Pedro da Cova y cerca del núcleo urbano. Esta pila de residuos tiene una forma alargada, ocupando un área de aproximadamente 28000 m², con el proceso de combustión produciéndose en la vertiente sur y moviéndose a lo largo de ella (Figura 4.29).

Debido a su proximidad con Oporto, esta pila de residuos fue elegida para probar el sistema de detección de fibra óptica diseñado para evaluar la actividad en campo. Debido a este objetivo, se realizaron medidas preliminares para tener una caracterización general de la pila de residuos, que incluye una caracterización mensual de la temperatura de la superficie de combustión usando termografía con infrarrojos. La figura 4.30 ilustra el perfil de temperatura obtenido en Agosto y Diciembre de 2013 en el área de combustión. Los resultados adquiridos a lo largo de esta monitorización inicial de temperatura han apoyado el diseño del prototipo y la instalación para medir de forma continua emisiones de gas y temperatura.

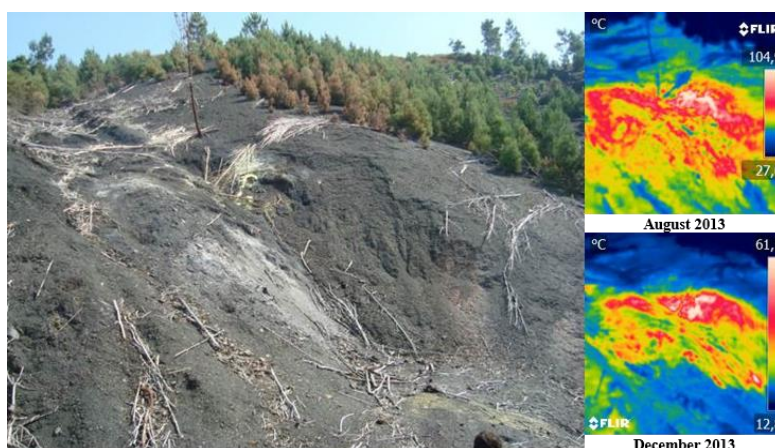


Fig. 4.29 Vista general del área en combustión e imágenes termográficas usadas para una caracterización preliminar de la temperatura de la región.

4.4.3 Sistema de sensado de fibra óptica

La implementación de un sistema de medida multipunto es todo un reto debido a las condiciones extremas asociadas a las altas temperaturas que existen durante la combustión. Sin embargo, es importante desde el punto de vista medioambiental la recopilación dinámica de información de estas pilas de residuos de carbón, que pueden ser obtenidos de los datos asociados con medidas de temperatura a lo largo del campo y que proporcionan información valiosa sobre los cambios geológicos subyacentes y evolución espacial de la combustión subterránea en el tiempo, así como el perfil de emisión de gases relacionado con la etapa de combustión de la pila de carbón.

Para ello se ha querido desarrollar un sistema de monitorización basado en fibra óptica para la medición remota y multipunto de varios parámetros fundamentales de las pilas de desecho. Un prototipo del sistema será instalado en la pila de desecho de carbón después de ser caracterizado en el laboratorio para evaluar su actuación en condiciones reales. Se espera que la experiencia adquirida permita la optimización del sistema para aplicarlo extensamente. La figura 4.30 muestra una vista aérea de la pila de carbón indicando la región de monitorización.



Fig. 4.30 Vista aérea de la pila de residuos de carbón de S. Pedro da Cova (contorno rojo), mostrando también la región de medidas distribuidas de temperatura (línea amarilla).

De la monitorización continua de temperatura sobre la amplia superficie de la pila de residuos de carbón se ha encargado nuestro grupo de investigación. Hemos desarrollado un prototipo de campo con una arquitectura similar a un BOTDA

tradicional pero incorporando detección balanceada, como se ha explicado en apartados anteriores, [45], [62], [63]. Nuestro prototipo realiza medidas de alta resolución espacial usando la técnica de ancho de pulso diferencial D.P.P [65]. Esta técnica supera el compromiso tradicional tiempo-frecuencia que tiene un BOTDA convencional restando los perfiles de ganancia obtenidos en la misma posición con longitudes de pulso ligeramente diferentes. Se obtiene así una resolución de 0.5 metros restando los resultados obtenidos con pulsos de 47 y 52 ns. La eliminación del ruido de polarización se realiza empleando el método descrito en este trabajo, demostrándose así su funcionamiento en equipos de campo y no sólo en experimentos de laboratorio [60].

Además se obtienen medidas redundantes en cada posición usando dos fibras ópticas en el cable de medida. La estimación de temperatura se logra de esta manera promediando los resultados que se obtienen de las dos medidas independientes realizadas en la misma posición. La arquitectura general del sistema de sensado de fibra óptica, incluyendo tanto los sistemas de medida de temperatura y gases se muestra en la figura 4.31.

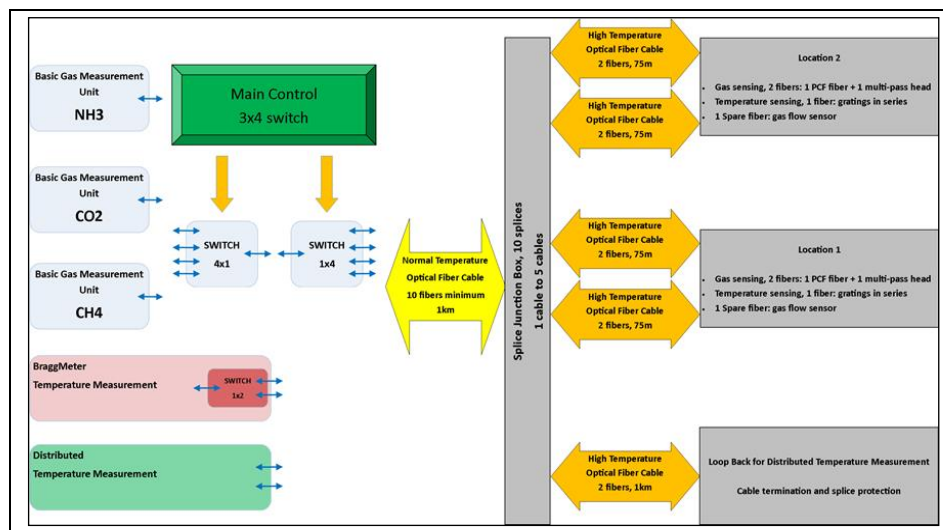


Fig. 4.31 Arquitectura general para el sistema de fibra óptica para medidas de gas y temperatura en la pila de residuos de carbón.

En la figura 4.32 se muestra una imagen del equipo de sensado BOTDA desarrollado por nuestro grupo de investigación que instalaremos en las próximas semanas en las inmediaciones de la pila de carbón de S. Pedro da Cova.



Fig. 4.32 Fotografía del equipo de sensado de temperatura BOTDA diseñado para monitorizar la pila de carbón en S. Pedro da Cova.

Para controlar el prototipo de sensado de temperatura distribuido hemos desarrollado un software en LABVIEW, que se encarga del encendido/apagado y control de los distintos dispositivos que forman parte de nuestro equipo, de la tarjeta de adquisición y el procesamiento/almacenamiento adecuado de los datos obtenidos. Imágenes de la interfaz de usuario desarrollada se muestran en las figuras 4.33 y 4.34.

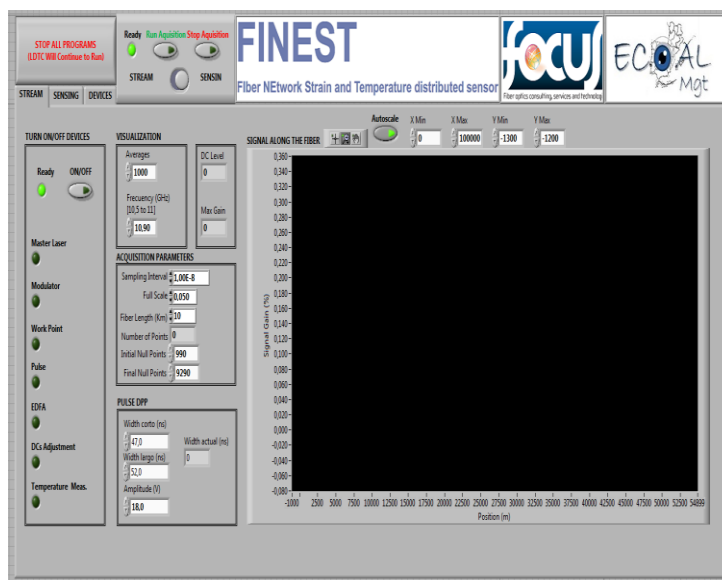


Fig. 4.33 Primera pestaña de la interfaz de usuario del software desarrollado para controlar el equipo de sensado de temperatura BOTDA diseñado para monitorizar la pila de carbón en S. Pedro da Cova.

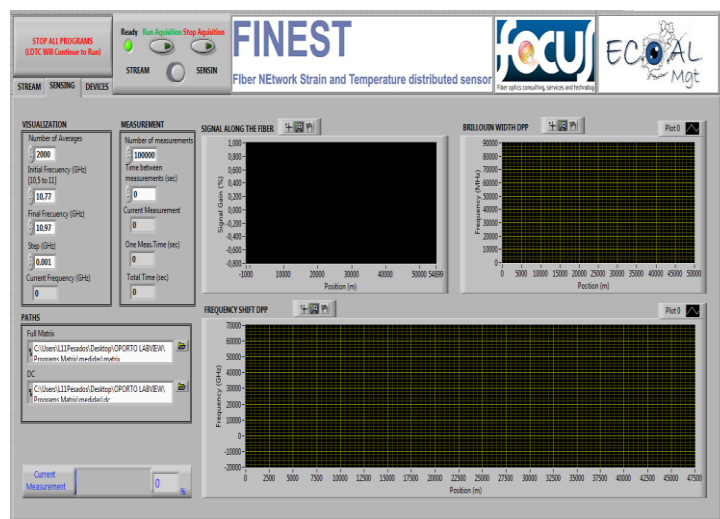


Fig. 4.34 Segunda pestaña de la interfaz de usuario del software desarrollado para controlar el equipo de sensado de temperatura BOTDA diseñado para monitorizar la pila de carbón en S. Pedro da Cova.

Capítulo 5:

Conclusiones y trabajo futuro

5.1 Conclusiones finales

Las principales conclusiones de este trabajo fin de máster son las siguientes:

- Se han estudiado los efectos lineales y no lineales necesarios para desarrollar un sistema BOTDA de largo alcance. En este estudio se ha prestado especial atención al SBS por ser la base fundamental de los sensores BOTDA.
- Se ha abordado un estudio de los sensores distribuidos de fibra óptica basados en SBS, haciendo hincapié en los fundamentos y los parámetros propios de un BOTDA. También, se ha presentado el estado del arte en los montajes de este tipo de sistemas y mencionado los efectos no deseados que aparecen cuando tratamos de aumentar el rango y la resolución de un BOTDA.
- Se ha desarrollado un método de mejora del BOTDA utilizando para ello una técnica para evitar el ruido de polarización en estos sistemas. Este método se basa en la detección balanceada de trazas obtenidas con las bandas Stokes y anti-Stokes ortogonalmente polarizadas. Este esquema no tiene partes móviles y proporciona claras mejoras en términos de coste. Como todos los sistemas basados en detección balanceada, el nuestro es también robusto a ruidos en modo común. Se obtiene una incertidumbre ligeramente mayor, que intentamos explicar como resultado de los procesos de lectura/escritura de las gratings dinámicas con polarizaciones ortogonales. Para evitar este problema proponemos otro esquema que también realiza la aleatorización de la polarización en el pulso de bombeo. En términos de funcionamiento, este nuevo sistema proporciona resultados comparables a los sistemas convencionales que usan aleatorizadores. Considerando el incremento en la robustez y el precio reducido, nuestra opción es interesante para la integración de sistemas de campo.
- Hemos presentado tres trabajos relacionados con el método de mejora del BOTDA presentado en este trabajo fin de máster en el 23rd Congreso Internacional de Sensores de Fibra Óptica celebrado en Junio de 2014, dos de ellos en ponencia oral [60], [64], y el otro en formato póster [63]. También, dos artículos han sido publicados en la revista del área de fotónica “Photonics Technology Letters” [45], [62]. Además, hemos obtenido la patente internacional PCT/ES2014070540 con título “Sistema y método de sensado

distribuido sobre fibra óptica basado en Scattering Brillouin Estimulado”, a nombre de la universidad de Alcalá de Henares.

- Se ha realizado un prototipo de campo para el proyecto europeo INTEREG SUDOE de Cooperación Territorial ECOAL-MGT donde se prueba de forma experimental un sistema BOTDA en el que se reduce el ruido de polarización empleando el método descrito en este trabajo. Este prototipo será instalado en las inmediaciones de una pila de carbón en combustión para la monitorización continua de la temperatura del terreno.
- Se ha establecido un sistema automatizado de medida para este prototipo, basado en tarjeta de adquisición de alta velocidad, para la realización de barridos de frecuencia y adquisición de trazas del BOTDA, de forma que se obtiene el BFS de forma rápida.

5.2 Trabajo futuro

A partir de los estudios y desarrollos llevados a cabo en este trabajo, proponemos las siguientes líneas de trabajo para el futuro:

- En base a lo expuesto en este trabajo, aunque se ha demostrado la efectividad del método, no es posible eliminar completamente el ruido de polarización. Por tanto, es necesario continuar con las pruebas y el desarrollo del esquema propuesto con el fin de conseguir un BOTDA con el ruido de polarización eliminado de forma total.
- Una de las ventajas del método de eliminación de ruido de polarización propuesto frente al aleatorizador (dispositivo comercial usado comúnmente en los sistemas sensores BOTDA), es su robustez al no tener elementos móviles. En el esquema actual, el brazo del espejo convencional de la rama de sonda es lo más corto posible para evitar evolución aleatoria de la polarización debida a la variación de las condiciones ambientes. En esta rama se implementa un pequeño control de polarización basado en actuación mecánica, aunque se ajusta sólo una vez durante el despliegue del experimento. Una mejora de este montaje experimental podría ser fabricar el espejo en el filtro WDM para evitar cualquier camino de fibra en esta rama y así evitar emplear este control de polarización.

- Para incrementar la longitud de fibra susceptible de ser monitorizada, se podría pensar en estudiar experimentalmente éste método de eliminación de ruido de polarización junto con el empleo de amplificación Raman distribuida.

Capítulo 6:

Bibliografía

Bibliografía

- [1] A. H. Hartog, and D. N. Payne, "Remote measurement of temperature distribution using an optical fiber", *Proc. ECOC'82*, Cannes, Francia, pp. 215-220, 1982.
- [2] J. K. Barnoski, S. M. Jensen, "Fiber Waveguides: A novel technique for investigation attenuation characteristics", *Appl. Opt.*, vol.15, pp. 2112-2115, 1976.
- [3] "Distributed optical fiber Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector", *Electron. Lett.*, vol 21, no. 13, pp. 569-570, 1985.
- [4] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 107-108, 1989.
- [5] D. Culverhouse *et al.*, "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors", *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 14, pp. 913-915, 1989.
- [6] S. Huang, L. Thévenaz, K. Toyama, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Optical Kerr-effect in fiber-optic Brillouin ring laser gyroscopes", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, , vol. 5, no. 3, pp. 365-367, 1993.
- [7] A. S. Siddiqui, and G. G. Vienne, "The effect of pump and signal laser fluctuations on the output signal for Raman and Brillouin optical fiber amplifiers", *J. Opt. Commun.*, vol. 13, no. 1, pp. 33-36, 1992.
- [8] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "22-km distributed sensor using Brillouin gain in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 552-554, 1993.
- [9] L. Thévenaz, M. Nikles, A. Fellay, M. Facchini, and P. Robert, "Applications of distributed Brillouin fiber sensing", *Proc. SPIE*, vol. 3407, pp. 374-381, 1998.
- [10] D. Garus, K. Krebber, F. Schliep, T. Gogolla, "Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis", *Opt. Lett.*, vol.21, no.17, pp.1402- 1404, 1996.
- [11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2007.
- [12] R. W., Boyd, *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2008
- [13] Wikipedia. http://en.wikipedia.org/wiki/Polarization-maintaining_optical_fiber. accessed in 22/07/2014].
- [14] S. Martin-Lopez, "Generación de supercontinuo en fibras ópticas monomodo con fuentes de bombeo continuo", Ph.D. dissertation, Universidad Complutense de Madrid, 2006.
- [15] M. González-Herráez, "Desarrollo de técnicas no lineales para la medida de la distribución longitudinal de dispersión cromática en fibras monomodo", Ph.D. dissertation, Universidad Complutense de Madrid, 2004.
- [16] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 15, pp. 1076–1078, 1990.
- [17] J. Subías, J. Pelayo, R. Alonso, and F. Villuendas, "Electrostriction-free n_2 measurement in single-mode optical fiber based on nonlinear-polarization evolution," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 390–394, 2002.
- [18] M. L. Hernanz, "Desarrollo de patrones y realización de un sistema de referencia para la medida de la dispersión cromática en fibras monomodo," Ph.D. dissertation, Universidad Nacional de Educación a Distancia, 2001.

- [19] EXFO. (2011, Octubre). [Online]. Available: documents.exfo.com/appnotes/anote122-ang.pdf
- [20] M. Niklès, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués," Ph.D. dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [21] A. Carrasco-Sanz, "Generación de frecuencias de referencia para la calibración de sistemas wdm en comunicaciones ópticas," PhD Thesis, 2007.
- [22] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications," *Optics Letters*, vol. 16, pp. 393–395, 1991.
- [23] X. S. Yao, "Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 138–140, 1998.
- [24] T. Tanemura, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 1552–1554, 2002.
- [25] M. Azadeh, *Fiber optics engineering*. Springer, 2009.
- [26] T. Horiguchi and M. Tateda, "BOTDA-nondestructive measurement of singlemode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1170–1176, 1989.
- [27] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, "Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, pp. 1397–1403, 1987.
- [28] J. M. S. Domingo, J. Pelayo, F. Villuendas, C. D. Heras, and E. Pellejer, "Very high resolution optical spectrometry by stimulated Brillouin scattering," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 4, pp. 855–857, 2005.
- [29] A. Villafranca, J. Lázaro, I. Salinas, and I. Garcés, "Stimulated Brillouin scattering gain profile characterization by interaction between two narrow-linewidth optical sources," *Optics Express*, vol. 13, pp. 7336–7341, 2005.
- [30] L. Thévenaz, Ed., *Advanced Fiber Optics - Concepts and Technology*. EPFL Press, 2011.
- [31] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 10, pp. 1842–1851, 1997.
- [32] K. Brown, A. W. Brown, and B. Colpitts, "Characterization of optical fibers for optimization of a Brillouin scattering based fiber optic sensor," *Optical Fiber Technology*, vol. 11, pp. 131–145, 2005.
- [33] T. Horiguchi, T. Kurashima, and Y. Koyamada, "Measurement of temperature and strain distribution by Brillouin frequency shift in silica optical fibers," in *SPIE Vol. 1797 Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, 1992.
- [34] Y. D. Gong, "Guideline for the design of a fiber optic distributed temperature and strain sensor," *Optics Communications*, vol. 272, pp. 227–237, 2007.
- [35] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 18, pp. 1561–1563, 1993.
- [36] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, no. 5, pp. 352–354, 1990.
- [37] C. A. Galindez-Jamioy and J. M. Lopez-Higuera, "Brillouin distributed fiber sensors: An overview and applications," *Journal of Sensors*, vol. 2012, Article ID 204121, 17 pages, 2012.

- [38] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 10, pp. 758-760, 1996.
- [39] F. Rodriguez-Barrios, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. L. Hernanz, and M. Gonzalez-Herraez, "Raman-assisted distributed Brillouin sensor in optical fiber for strain and temperature monitoring in civil engineering applications," presented at the 9th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments, San Petersburg, Russia, 2009.
- [40] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 15, pp. 823-825, 1989.
- [41] T. Kawanishi and M. Izutsu, "Linear single-sideband modulation for high-SNR wavelength conversion," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 1534-1536, 2004.
- [42] M. Sagues, "Aplicaciones de la correspondencia entre el dominio óptico y eléctrico establecida por la modulación óptica en banda lateral única," Ph.D. dissertation, Universidad Pública de Navarra, 2009.
- [43] A. Zornoza, M. Sagues, and A. Loayssa, "Self-heterodyne detection for SNR improvement and distributed phase-shift measurements in BOTDA," *J. Lightwave Technol.*, vol. 30, no. 8, pp. 1066-1072, 2012.
- [44] D. M. Nguyen, B. Stiller, M. W. Lee, J. C. Beugnot, H. Maillotte, A. Mottet, J. Hauden, and T. Sylvestre, "Distributed Brillouin fiber sensor with enhanced sensitivity based on anti-Stokes single-sideband suppressed-carrier modulation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 1, pp. 94-96, 2013.
- [45] A. Domínguez-López, A. López-Gil, S. Martín-López, and M. González-Herráez, "Signal-to-noise ratio improvement in BOTDA using balanced detection", *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 26, no.4, pp. 338-341, 2014.
- [46] F. Rodriguez-Barrios, S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. Gonzalez-Herraez, "Distributed Brillouin fiber sensor assisted by first-order Raman amplification," *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, no. 15, pp.2162-2172, 2010.
- [47] M. A. Soto, G. Bolognini, F. D. Pasquale, and L. Thévenaz, "Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 2, pp. 259-261, 2010.
- [48] X. Angulo-Vinuesa, S. Martin-Lopez, J. Nuño, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. Gonzalez-Herraez, "Hot spot detection over 100 km with 2 meter resolution in a Raman-assisted Brillouin distributed sensor," in *Proc. of SPIE Vol. 7753*, no. 2011, p. 775309.
- [49] X. Angulo-Vinuesa, S. Martin-Lopez, P. Corredera, and M. Gonzalez-Herraez, "100km BOTDA temperature sensor with sub-meter resolution," in *Proc. of SPIE Vol. 8421*, p. 842117, 2012.
- [50] S. Martin-Lopez, M. Alcon-Camas, F. Rodriguez-Barrios, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. Gonzalez-Herraez, "Brillouin optical time-domain analysis assisted by second-order Raman amplification," *Opt. Express*, vol. 18, no. 18, pp. 18 769-18 778, 2010.
- [51] X. Angulo-Vinuesa, M. A. Soto, S. Martin-Lopez, S. H. Chin, J. D. Ania-Castañón, P. Corredera, E. Rochat, M. Gonzalez-Herraez, and L. Thévenaz, "Brillouin optical time domain analysis over a 240 km-long fiber loop with no repeater," in *Proc. of SPIE Vol. 8421*, p. 8421C9, 2012.

- [52] M. A. Soto, X. Angulo-Vinuesa, S. Martin-Lopez, S. H. Chin, J. D. Ania-Castañon, P. Corredera, E. Rochat, M. Gonzalez-Herraez, and L. Thévenaz, "Extending the real remoteness of long-range Brillouin optical time-domain fiber analyzers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 32, no. 1, pp. 152-162, 2014.
- [53] M. A. Soto, G. Bolognini, F. D. Pasquale, and L. Thévenaz, "Long-range Brillouin optical time-domain analysis sensor employing pulse coding techniques," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 9, p. 094024, 2010.
- [54] R. H. Stolen, "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin Lasers," *IEEE J. Quant. Electron.* vol. 15, 1157-1160, 1979.
- [55] M. Tur, A. Zadok, E. Zilka, A. Eyal, and L. Thévenaz, "Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering and their Implications on Slow and Fast Light," paper SMC2 in Slow Light OSA topical meeting Honolulu Hawaii, 2009.
- [56] M. O. Van Deventer, and A. J. Boot, "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 12, no. 4, 585-590, 1994.
- [57] J. Yang, C. Yu, Z. Chen, J. Ng, and X. Yang, "Suppression of polarization sensitivity in BOTDA fiber distributed sensing system," *Proc. SPIE 7004 (700421)*, 2008.
- [58] S. Diaz, S. F. Mafang, M. Lopez-Amo, and L. Thévenaz, "A High-Performance Optical Time-Domain Brillouin Distributed Fiber Sensor," *IEE Sens Journal*, vol. 8, no. 7, 2008.
- [59] L. Thévenaz, and M.A. Soto, "Rating the performance of a Brillouin distributed fiber sensor," *Proc. SPIE* vol. 8421, no. 8421A7, 2012.
- [60] A. López-Gil, A. Dominguez-López, S. Martín-López, and M. González-Herráez, "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes probe sidebands", *Proc. Spie* vol. 9157, 91573U, 2014
- [61] K. Yong Song, S. Chin, N. Primerov, and L. Thévenaz, "Time-Domain Distributed Fiber Sensor With 1 cm Spatial Resolution Based on Brillouin Dynamic Grating", *J. Lightw. Technol.*, vol. 28, no. 14, pp. 2062-2067, 2010.
- [62] A. Domínguez-López, A. López-Gil, S. Martín-López, and M. González-Herráez, "Strong Cancellation of RIN Transfer In a Raman-Assisted BOTDA Using Balanced Detection", *IEEE Photonic. Tech. Lett*, vol. 26, no 18, pp. 1817-1820, 2014.
- [63] A. Dominguez-Lopez, A. Lopez-Gil, S. Martin-Lopez, and M. González-Herráez, "Balanced detection in Brillouin optical time domain analysis", *Proc. of SPIE*, vol. 9157, 915765, 2014.
- [64] D. Viveiros, J. Ribeiro, J. P. Carvalho, J. Ferreira, A. Pinto, R. Perez-Herrera, S. Diaz, A. Lopez-Gil, A. Dominguez-Lopez, O. Esteban, H. F. Martins, S. Martin-Lopez, H. Baierl, J. L. Auguste, R. Jamier, S. Rougier, J. L. C. O. Santos, D. Flores, P. Roy, M. G. Herraez, M. Lopez-Amo, J. M. Baptista, "Fiber optic sensing system for monitoring of coal waste piles in combustion", *Proc. SPIE* vol. 9157, 91573O, 2014.
- [65] Li W., Bao X., Li Y., and Chen L., "Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing", *Opt. Express*, vol. 16, 21616-21625, 2008.